ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 MAI 1931.

PRÉSIDENCE DE M. Louis de LAUNAY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MAGNÉTO-OPTIQUE. — *Sur les propriétés optiques d'un liquide placé dans un champ magnétique et traversé par un faisceau polarisé de direction quelconque.* Note de M. **A. Cotton**.

Dans un Rapport présenté au Conseil de Physique Solvay tenu à Bruxelles au mois d'octobre dernier, j'ai signalé quelques-unes des recherches pour lesquelles le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences peut se montrer particulièrement précieux. L'une de ces recherches vient d'être poursuivie à Bellevue; il s'agit de l'étude des propriétés optiques d'un liquide soumis à l'action d'un champ magnétique lorsqu'on se trouve dans le cas général où le faisceau lumineux se propage obliquement par rapport aux lignes de force. Dans ce cas, au lieu d'observer simplement comme dans le cas de l'observation longitudinale la polarisation rotatoire magnétique, ou bien, dans le cas de l'observation transversale la biréfringence magnétique seule, on a des propriétés optiques qui résultent de la coexistence de ces deux phénomènes.

Dans une Note qu'on lira ci-après (p. 1089), MM. G. Dupouy et M. Schérer, qui ont fait sur ce sujet une étude très soignée, résument les résultats auxquels ils sont arrivés, résultats qui feront l'objet d'un travail plus étendu. Je voudrais ajouter à leur Note, d'abord quelques mots au sujet de l'installation même qui a été utilisée, puis quelques remarques personnelles.

I. Même si l'on se borne, comme c'est le cas des expériences de MM. Dupouy et Schérer, à des valeurs assez faibles, ne dépassant

guère 11°, de l'angle *i* que forment les rayons utilisés avec le plan équatorial de l'électro-aimant, on voit sans peine que l'étude de la superposition des deux effets optiques dont il s'agit ne pouvait être entreprise qu'avec le gros électro-aimant de Bellevue. Il faut en effet un entrefer assez large pour qu'on puisse faire à l'intérieur tourner la cuve, qui doit toujours recevoir normalement le faisceau lumineux incident; d'autre part le champ doit être bien uniforme et d'une intensité suffisante pour que les angles mesurés soient déterminés avec une précision satisfaisante.

Le dispositif adopté, réalisé avec soin par le mécanicien du Laboratoire de l'Électro-Aimant, M. Collé, est en principe le suivant : Autour de l'électro-aimant immobile se trouvent, de part et d'autre de l'entrefer, deux chariots qui peuvent tourner tous deux autour d'un axe vertical fixe O passant par le centre de l'entrefer. A cet effet ils sont portés à l'extrémité de deux bras mobiles B_1, B_2 placés au voisinage du sol et qui peuvent tourner tous les deux autour d'un cône de roulement placé également sur le sol au-dessous de l'entrefer. Les chariots roulent sur des plaques de métal incrustées dans le sol de part et d'autre de l'électro-aimant. Sur ces plaques, qui jouent le rôle de chemins de roulement, on a tracé des arcs de circonférence centrés sur O : ces arcs portent des repères qui permettent de connaître les angles dont on tourne les chariots et de les remettre dans telle ou telle position déterminée à l'avance. Le chariot entraîné par le bras B_1 porte la source de lumière, le monochromateur et le polariseur. La cuve renfermant le liquide étudié est portée par un support S solidaire de ce bras B_1 de sorte qu'en faisant tourner ce bras on fait tourner la cuve en laissant le faisceau lumineux exactement réglé normalement à la face d'entrée de la cuve. Le bras B_2 entraîne de son côté le chariot portant l'analyseur (analyseur de Chaumont auquel on a apporté quelques perfectionnements).

Cette disposition remplace dans une certaine mesure la rotation d'ensemble de l'électro-aimant tout entier autour d'un axe vertical que l'on peut faire effectuer à des instruments plus petits. Elle se montre très commode dans d'autres cas, notamment lorsqu'il s'agit de régler les appareils pour une simple mesure de biréfringence. J'ajouterai que les bras B_1, B_2 sont amovibles, ainsi que les chariots et qu'on peut, en enlevant le support S de la cuve, découvrir, au milieu des pièces concentriques creuses qui guident le mouvement de rotation autour de l'axe O, une ouverture assez large. Un faisceau lumineux peut alors au besoin être envoyé verticalement, de haut en bas, jusque dans la salle de spectroscopie située en dessous : lorsqu'on remettra plus tard les chariots en place il ne sera pas nécessaire de les régler à nouveau.

II. Il y avait un double intérêt à étudier ainsi ce cas général de propagation de la lumière dans le liquide soumis à l'action du champ.

Tout d'abord, il y avait là une occasion nouvelle de soumettre à un contrôle expérimental les conclusions de la théorie de Gouy. D'après Gouy, comme on sait, lorsqu'on envisage le passage d'une vibration à travers une tranche infiniment mince du milieu transparent, doué à la fois de biréfringence et d'un pouvoir rotatoire (naturel ou magnétique) les deux effets, supposés indépendants, se superposent purement et simplement; ils se traduisent par deux rotations infiniment petites sur la sphère de Poincaré. Partant de là, on calcule les changements que la traversée d'une couche d'épaisseur finie produit sur la vibration incidente.

Cette théorie a été mise déjà souvent à l'épreuve; mais en ce qui concerne la rotation magnétique les vérifications avaient toujours été faites dans des directions très voisines des lignes de force du champ. MM. Dupouy et Schérer, faisant pour une incidence donnée i changer l'azimut de la vibration incidente, trouvent, eux aussi, que même près du plan équatorial, les changements dans les vibrations émergentes obéissent aux formules connues.

D'autre part les valeurs calculées, pour chaque incidence i, pour le pouvoir rotatoire ω et pour la biréfringence φ, à partir des angles réellement mesurés, obéissent aux formules suivantes :

$$(1) \qquad \begin{cases} \omega = \omega_0 \sin i, \\ \varphi = \varphi_0 \cos^2 i, \end{cases}$$

où ω_0 et φ_0 sont des constantes. La première formule exprime que les rotations, même lorsque la biréfringence intervient, obéissent encore à la loi indiquée par Verdet et vérifiée par Cornu et Potier : elles varient comme la composante du champ suivant la direction du faisceau lumineux. La deuxième s'obtient de même en écrivant que les biréfringences varient proportionnellement *au carré* de la composante du champ qui est normale à ce faisceau.

Il n'était pas évident *a priori* que l'on trouverait ainsi pour ω_0 et φ_0 des valeurs constantes. La théorie de l'orientation fait même prévoir au contraire que des variations de ces quantités pourraient apparaître si les actions directrices avaient des grandeurs suffisantes : dans un milieu primitivement isotrope devenu biréfringent sous de telles actions, les propriétés spécifiques peuvent en effet changer avec la direction, puisque l'effet de chaque molécule considérée isolément doit en général dépendre de l'orien-

tation de cette molécule par rapport au faisceau de lumière. Je rappelle que De Mallemann [1], étudiant la superposition de la biréfringence électro-optique de Kerr avec la rotation naturelle, avait signalé pour l'un des liquides étudiés, la carvone, de légères variations systématiques de la rotation spécifique calculée.

En fait, MM. Dupouy et Schérer trouvent que les quantités désignées ici par ω_0 et φ_0 sont constantes au degré d'approximation des mesures. Je dois signaler toutefois que pour un des liquides étudiés, le α-bromonaphtalène, les erreurs résiduelles, bien qu'inférieures aux erreurs d'expériences, présentent une allure systématique; mais il faudrait, pour mettre nettement en évidence cet effet de l'orientation, des instruments plus puissants encore.

La formule donnant la différence de phase δ qui s'introduit entre les deux vibrations privilégiées

$$\delta^2 = 4\omega^2 + \varphi^2 \tag{2}$$

permet de calculer ou de construire géométriquement la différence de phase que prennent, en traversant le liquide, les deux composantes elliptiques privilégiées d'une vibration incidente. Ces deux vibrations d'Airy, de sens opposés, et à angle droit l'une de l'autre, ont toutes deux pour rapport des axes tang R, l'angle 2R étant donné par

$$\operatorname{tang} 2R = \frac{2\omega}{\varphi}.$$

Si par exemple on construit δ en traçant un triangle rectangle dont les côtés de l'angle droit sont égaux aux différences de phase 2ω et φ, on obtient à la fois, pour chaque valeur de i, la valeur de δ et la position occupée sur la sphère de Poincaré par les points représentant les vibrations privilégiées relatives à cette direction du faisceau lumineux.

Si enfin on considère, non plus les différences de phase $\delta, 2\omega_0, \varphi_0$ relatives à une épaisseur e de liquide placé dans le champ, mais les différences d'indices correspondantes $\left(\text{obtenues en multipliant par } \frac{\lambda}{2\pi e}\right)$ on obtient de même pour toute valeur de i la différence des indices $n' - n''$ entre les deux vibrations privilégiées, c'est-à-dire la distance comptée suivant le rayon vecteur correspondant entre les deux nappes de la *surface des indices*.

---

[1] De Mallemann, *Annales de Physique*, 2, 1924, p. 25.

Cette surface est une surface de révolution à deux nappes coupée par le plan de symétrie équatorial suivant deux cercles ayant comme rayons les deux indices principaux n_e et n_0; elle perce l'axe en des points distants du centre de $\pm n_1$ et $\pm n_2$, n_1 et n_2 étant les indices correspondant respectivement aux vibrations circulaires ayant le sens des courants d'Ampère et le sens opposé. Les deux nappes ne se coupent pas, l'intervalle qui les sépare va constamment en croissant (avec les liquides étudiés jusqu'ici), lorsqu'on part du plan équatorial pour se rapprocher de la direction de l'axe de révolution, c'est-à-dire de la direction des lignes de force du champ magnétique.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *La maladie du jeune âge des chiens est transmissible expérimentalement à l'homme sous forme inapparente. Portée de cette constatation.* Note de M. Charles Nicolle.

L'espèce humaine ne mène pas une existence isolée parmi les êtres. Elle vit au contact d'animaux domestiques et de commensaux parasites.

Ces voisins lui communiquent certaines de leurs maladies : l'homme emprunte la rage au chien, la tuberculose aux bovidés, la morve au cheval, la fièvre méditerranéenne à la chèvre, la peste au rat. Cette énumération, bien écourtée, ne tient compte que de maladies à symptômes cliniques. Or nous savons, par la connaissance des *infections inapparentes*, qu'une espèce animale qui ne témoigne d'un mal par aucun signe peut le prendre, le conserver et le transmettre à une autre espèce, celle-là nettement sensible. Dans tous ces cas, clairs ou secrets, l'animal joue vis-à-vis de l'homme le rôle de réservoir de virus.

A-t-on réfléchi à cette singularité que, dans ces échanges, le rôle d'agent contaminateur paraît unilatéral, alors qu'il devrait être réciproque?

Nous ne connaissons pas, pour ainsi dire, de maladies animales d'origine humaine. Si le bacille tuberculeux de type humain peut passer de notre espèce à certaines autres, il faut remarquer qu'originellement tous les bacilles tuberculeux sont, sans doute, de provenance bovine.

Cette absence de réciprocité ne paraît pas logique. Ne serait-elle pas due à un défaut d'observations ou de recherches?

Le chien vit en communauté avec l'homme depuis la préhistoire. Aucun chien de notre temps n'échappe à la maladie du jeune âge. L'homme se trouve donc sans cesse au contact avec des chiens atteints sans qu'il semble témoigner aucune sensibilité vis-à-vis de leur mal.

Je me suis demandé si cette résistance était bien réelle. En tout cas, le contrôle méritait d'être tenté. D'autre part, il s'annonçait comme inoffensif; car il était bien évident que, si l'homme contractait la maladie du jeune âge, ce ne pouvait être que sous une forme très légère puisque le fait n'avait jamais été constaté.

Le virus que j'ai utilisé, d'origine normande, m'a été obligeamment fourni par L. Blaizot qui le tenait de Charles Lebailly. Inoculé, sous la peau ou dans la cavité péritonéale de jeunes chiens, à la dose de 5^{cm^3}, il leur donne, comme premier et constant symptôme, une élévation de température à 40° ou au-dessus le 4e jour de l'inoculation. Cette fièvre ne dure d'ordinaire que deux jours. L'évolution classique de la maladie suit, à moins que l'animal n'ait succombé pendant la courte période fébrile initiale.

Avec 5^{cm^3} du sang défibriné d'un chien de passage, j'inocule sous la peau, une heure après la saignée, un homme, un jeune singe (callitriche) et un jeune chien.

Au 4e jour, le chien présente l'élévation thermométrique ordinaire. Au 6e jour, je prélève le sang du sujet et celui du singe et j'inocule, par voie péritonéale, avec ces sangs, respectivement deux jeunes chiens qui sont rigoureusement isolés.

Ni le sujet ni le singe n'ont témoigné la moindre réaction, fébrile ou autre. On peut affirmer que, chez le sujet, il n'y a pas eu le plus petit symptôme.

Or le chien qui a reçu le sang de l'homme a présenté l'élévation caractéristique de température le 4e jour et les passages, pratiqués avec son sang sur deux autres chiens, ont été de même positifs. La maladie a pu être transmise encore à un chien au troisième passage. Par contre le chien, inoculé avec le sang du singe, n'a rien présenté.

L'expérience est intéressante à plusieurs points de vue :

Le premier, d'ordre particulier. Elle montre que l'homme est sensible au virus de la maladie du jeune âge sous forme rigoureusement inapparente.

Le deuxième, d'ordre général. Elle prouve que l'homme peut jouer, dans certains cas, le rôle de réservoir de virus par rapport aux animaux, de même que ceux-ci le jouent fréquemment vis-à-vis de lui. Ce rôle sera d'autant plus dangereux que la maladie humaine se montre, comme dans les cas que nous avons rapportés, nulle en symptômes, donc insoupçonnable.

Enfin, la règle étant que, quand deux espèces sont sensibles à un virus l'une sous forme nette, l'autre sous forme atténuée ou inapparente, la maladie est plus ancienne dans la seconde espèce, il y a lieu de supposer

que la maladie du jeune âge est une affection primitive de l'homme. Elle se serait peu à peu effacée de la pathologie humaine par suite de l'immunité héréditaire consécutive à des atteintes répétées, tandis que, passée au chien, elle le frappe actuellement avec sévérité.

M. Georges Perrier fait hommage à l'Académie du tome 7, fascicule 1, des *Travaux de la Section de Géodésie de l'Union géodésique et géophysique internationale :* Rapports nationaux sur les travaux exécutés dans les différents pays, établis à l'occasion de la quatrième Assemblée générale. Stockholm, 11-23 août 1930.

M. Gustave Ferrié fait hommage à l'Académie du *Cours élémentaire de Télégraphie et Téléphonie sans fil*, par F. Bedeau, dont il a écrit la *Préface*.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de deux candidats à la Chaire de Biologie générale vacante au Collège de France, pour la première ligne, M. *Jacques Duclaux* obtient 46 suffrages contre 3 à M. *René Legendre;* il y a 1 bulletin blanc.

Pour la seconde ligne, M. *René Legendre* obtient 47 suffrages; il y a 1 bulletin blanc et 1 bulletin nul.

En conséquence la liste présentée à M. le Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts comprendra :

En première ligne........................ M. **Jacques Duclaux**,
En seconde ligne........................ M. **René Legendre**.

CORRESPONDANCE.

M. le Secrétaire perpétuel signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

L'Opera Maggiore di Alessandro Volta. *Desunta dall' Edizione Nazionale*, par Luigi Dall' Oppio.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une atténuation essentielle de l'axiome du choix.* Note de M. A. FRAENKEL, présentée par M. Hadamard.

La proposition générale de l'axiome du choix, qui dit qu'à toute classe E = {A, B, ...} d'ensembles disjoints non nuls A, B, ... il existe au moins un « ensemble de choix de E », peut être spécialisée quant à la puissance de la classe E aussi bien que par rapport à la puissance de ses éléments. Puisque l'on peut *démontrer*, à partir des principes usuels, que l'axiome est valable dans le cas d'une classe *finie* E, on aura, comme l'on sait, la plus grande spécialisation possible de ce genre, en prenant E *dénombrable et les ensembles* A, B, ... *tous finis*.

On sait jusqu'à présent seulement, que l'axiome du choix, même sous cette forme spéciale, est indépendant de tous les autres principes usuels de la théorie des ensembles; de là vient aussi l'indépendance du « théorème de l'ordre », c'est-à-dire de la proposition disant que tout ensemble peut être ordonné ([1]). L'état de dépendance entre les différents degrés de l'axiome du choix (ou du théorème du bon ordre, qui lui est équivalent) et le théorème de l'ordre n'est, par contre, pas encore élucidé.

Nous avons pu démontrer la proposition suivante :

La proposition de l'axiome général du choix — même dans le cas d'un ensemble E *dénombrable — est indépendante de la spécialisation formulée plus haut* (E *dénombrable, les éléments de* E *finis*)*; c'est donc une spécialisation essentielle.*

THÉORIE DES NOMBRES. — *La totalité des nombres représentables par une forme indéfinie générale quadratique ou cubique.* Note de M. W. TARTAKOWSKY, présentée par M. Hadamard.

1. Dans une Note précédente, je considère une fonction génératrice d'Euler généralisée. Je l'applique ici pour déterminer la totalité des nombres représentables par une forme indéfinie quadratique ou cubique. Les résultats principaux peuvent être exposés en deux théorèmes :

THÉORÈME I. — *Soit* $F_k(x_1, \ldots, x_s)$ *une forme générale indéfinie du*

([1]) La démonstration sera donnée dans un autre travail.

degré $k=2, 3$. Si $s \geqq s_1$,

(1) $$r(F_k, m, \nu) = \Delta u(\nu).\gamma(F_k, \nu) + o(m^{s-k-c_0}) \quad (c_0 > 0).$$

1° $r(F_k, m, \nu)$ est le nombre de représentations du nombre ν par la forme F_k quand $x_1, \ldots, x_s$ parcourent toutes les valeurs $-m, \ldots, +m$.

2° $\gamma(F_k, \nu)$ est donné par les formules (5) et (6) de la Note mentionnée.

3° $\Delta u(\nu)$ est le volume contenu entre les surfaces $F=\nu$ et $F=\nu+1$ dans le cube W.

2. Pour démontrer ce théorème il faut avant tout démontrer une série de lemmes généralisant le lemme de M. Weyl, sur l'évaluation de sommes de Gauss telles que

(2) $$\left|\sum_{(H')} e^{2\pi i\lambda F(x_1-x_s)}\right| \leqq P.$$

λ est un point d'un domaine de Woronoï du point $\left(\frac{l}{q}\right)$; (H') est un certain ensemble de points entiers et P une quantité dépendant de q de $\lambda - \frac{l}{q}$ et de (H'), mais essentiellement plus petite que le nombre de points de (H'). Le lemme principal concerne le cas où λ est un point d'un arc mineur et $(H') = (H'_1)$ est le cube W total. Dans ce cas $P = Cm^{s(1-\delta)+a}$, où a et δ sont des constantes indépendantes de s et où, de plus, $\delta > 0$. Un autre lemme concerne le cas où λ appartient à un arc majeur et $(H') = (H'_2)$ est défini comme il suit. Remplissons l'espace $(h_1, \ldots, h_s)$ par les cubes T;

$$J_i q \leqq h_i \leqq (J_i+1)q \quad (J_i = -\infty, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, +\infty),$$

puis enlevons de $\nu(\mu)$ leurs parties appartenant à deux cubes T, qui contiennent des points de la frontière de $\nu(\mu)$. Le reste de $\nu(\mu)$ forme (H'). Dans ce cas $P = Cm^{s-1}q^{1-\frac{1}{2^{k-1}}+\varepsilon}$ $(k=2, 3)$. La démonstration des théorèmes I et II exige encore d'autres lemmes du type (2).

Mais ces lemmes n'ont pas lieu pour chaque forme $F(x_1 \ldots x_s)$. Cependant, dans l'espace $\bar{\sigma}$-dimensionnel des coefficients de la forme F_x, les formes pour lesquelles les lemmes (2) cessent d'être vrais forment un ensemble de $\bar{\sigma}_1$ dimensions $(\bar{\sigma}_1 < \bar{\sigma})$. Alors nous pouvons les nommer « formes exceptionnelles » et dire que les lemmes généralisés de M. Weyl sont vrais pour une forme $F_k (k=2, 3)$ « générale ». Pour $k=2$, cette condition est très simple : le discriminant $\Delta(F_2) \neq 0$. Pour la forme cubique, nous trouvons diverses conditions suffisantes. Ici, nous indiquerons la sui-

vante : $\Delta(F_3) \neq 0$ et le rang de la matrice $D(F_3)$ du Hessien de $F_3 \left| \frac{\partial^2 F_3}{\partial x_i \partial x_k} \right|$ surpasse $s - \sigma_0$ pour chaque système de valeurs de $x_1 \ldots x_s$ excepté

$$x_1 = x_2 = \ldots = x_s = 0$$

$\left[\sigma_0\right.$ est le plus petit nombre entier pour lequel $\left.\frac{1}{2}\sigma_0(\sigma_0+1) > s\right]$. Chaque forme cubique remplissant ces conditions est non additive.

3. La fonction asymptotique à $f(x)$ sur un arc majeur du point $\left(\frac{l}{q}\right)$ sera choisie comme il suit :

$$(3) \qquad f_0(x) = \frac{S_\rho}{q^s} \sum_{\nu=M_1}^{M} \Delta\nu(\nu) X^\nu, \qquad X = x e^{-2\pi i \frac{l}{q}}$$

(M_1 est la plus petite et M la plus grande valeur de F_k dans w). L'emploi de cette fonction exige l'emploi d'une méthode nouvelle pour l'évaluation des intégrales sur les arcs majeurs, analogue aux considérations qu'on utilise pour démontrer le théorème de Riemann dans la théorie des séries trigonométriques. Cette analyse s'appuie sur un lemme géométrique concernant la variation de $\Delta\nu(\nu)$.

4. On déduit du théorème I, à l'aide de certaines considérations arithmétiques, que $\gamma(F_k, \nu) > b$ (b étant une constante positive), si ν est représentable par F_k module d. d est un nombre dépendant du discriminant de F_k. Nous obtenons ainsi le

Théorème II. — *Pour qu'une forme « générale »* (au sens expliqué plus haut) $F_k(x_1 \ldots x_s)(s \geq s_k;\ k = 2, 3)$ *représente un nombre* ν, *il est nécessaire et suffisant que* F_k *représente* ν *module* d (*d est un nombre fixe dépendant du discriminant de* F_k). *Alors la totalité des nombres* ν *représentables par* F_k *constitue un système de progressions arithmétiques infinies avec la même différence* d :

$$(4) \quad \nu = dx + m_i \qquad [-\infty < x < +\infty;\ m_i \equiv F(x_1 \ldots x_s) (\operatorname{mod} d);\ 0 \leq m_i < d].$$

Dans le théorème I, $s_2 = 4$; dans le théorème II, $s_2 = 5$. Pour $s_2 = 4$, peuvent exister des nombres premiers « décroissants » ([1]). Dans ce cas le résultat sur la totalité de ν est plus compliqué que (4), mais un peu plus simple que notre résultat dans le cas des formes définies ([1]). Pour les

([1]) Voir W. Tartakowsky, *Die Gesammtheit der Zahlen die durch eine positive quadratische Form* $F(x, \ldots, x_s)$ $(s \geq 4)$ *darstellbar sind* (*Bulletin de l'Académie des Sciences d'U. R. S. S.*, 6e série, 1929, no 1, p. 111-122, et no 2, p. 165-196).

formes cubiques, la condition énoncée plus haut donne $s_3 = 55$. Mais cette borne peut être essentiellement abaissée.

Il faut remarquer que les théorèmes I et II sont vrais pour tous les nombres ν, pour les grands et pour les petits.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les fonctions holomorphes et bornées dans un demi-plan.* Note de M. **Mandelbrojt**, présentée par M. Hadamard.

Nous désignons par $f^{(-n)}(z)$ une $n^{\text{ième}}$ primitive quelconque, c'est-à-dire une fonction telle que

$$\frac{d^n f^{(-n)}(z)}{dz^n} = f(z).$$

Nous démontrons le théorème suivant :

Soit $F(z)$ *une fonction holomorphe et bornée dans le demi-plan* $x \geqq 0$ $(z = x + iy)$.

Si, pour un choix convenable de la $n^{\text{ième}}$ primitive $F^{(-n)}(z)$ *de* $F(z)$, *on a*

$$(1) \qquad |F^{(-n)}(iy)| < m_n < \infty \quad \text{pour} \quad |y| > n \quad (n \geqq 0),$$

les m_n étant tels que

$$(2) \qquad \varliminf_{n=\infty} \sqrt[n]{m_n} = 0,$$

la fonction $F(z)$ *est identiquement nulle.*

La condition (2) ne peut pas être améliorée, car si $m_n < \infty$ avec $\sqrt[n]{m_n} > a > 0$ il suffit de poser $F^{(-n)}(z) = (-1)^n a^n e^{-\frac{z}{a}}$ pour voir que (1) a lieu pour tout y et tout entier $n > 0$, avec $\sqrt[n]{m_n} > a > 0$.

La condition (1) peut être améliorée : on peut par exemple démontrer, que si la fonction $F(z)$ est holomorphe et bornée dans le demi-plan $x \geqq 0$ et si

$$(3) \qquad |F^{(-n)}(iy)| < m_n < \infty,$$

les m_n étant tels qu'il existe une suite d'entiers n_p $(n_{p+1} - n_p > n_p - n_{p-1})$ tels que

$$(4) \qquad m_{n_p} < \frac{1}{p},$$

et tels que (3) ait lieu pour $|y| > (n_p - n_{p-1})\, p \log p \ldots \log_k p$ lorsque $n = n_p$, alors $F(z)$ est identiquement nulle.

Pour les fonctions continues le théorème suivant a lieu.

Soit $F(x)$ *une fonction continue dans l'intervalle* (a, b). *Supposons qu'il existe une suite d'entiers positifs croissants* n_p, *tels que pour un choix convenable de la* $n_p^{\text{ième}}$ *primitive* $F^{(-n_p)}(x)$ *on ait*

$$|F^{(-n_p)}(x)| < m_p \qquad (a \leqq x \leqq b,\ p \geqq 1)$$

la série

$$\Sigma (n_{p+1} - n_p)^{n_{p+1}} \sqrt[n_{p+1}]{m_{p+1}}$$

étant convergente.

Dans ces conditions la fonction $F(x)$ *est identiquement nulle.*

Pour les dérivées successives on peut démontrer le théorème suivant :

Soit $F(z)$ *une fonction entière telle que*

1° $$F(x) \neq 0 \quad \text{pour } x > 0;$$

2° *il existe un nombre positif a tel que*

$$\lim_{x=\infty} \frac{\operatorname{Log} |F(x)|}{x} = a,$$

$$|F(z)| < M e^{ax} \qquad (x > 0);$$

3° $$\lim_{c=-\infty} \text{borne sup.}_{x=c} |F(z)| = 0 \quad (^1).$$

Si en plus

$$|F^{(n)}(iy)| < m_n < \infty,$$

alors

$$\lim_{n=\infty} \sqrt[n]{m_n} > 0.$$

Cette dernière condition ne peut être améliorée.

Citons enfin le théorème suivant :

Si

$$\text{borne sup. de}_{x=c} |F(z)| \leqq \frac{M'_n}{c^n} \qquad (c_1 < c < \infty),$$

la fonction $F(z)$ *étant non identiquement nulle, holomorphe dans le demi-plan* $x > c_1$ *et bornée dans chaque bande*

$$c_1 < x < c_1 + h \qquad (0 < h < \infty),$$

---

(1) $\underset{x=c}{\text{Borne sup.}}$ de $|T(z)|$ désigne la borne sup. de $|T(z)|$ lorsque z varie sur la droite $x = c$.

alors il existe une constante $k > 0$, telle que

$$M'_n > (kn)^n.$$

3. On démontre ces théorèmes (sauf le dernier) en se basant sur la théorie des fonctions quasi analytiques.

Le dernier théorème, dont la démonstration est élémentaire, peut être comparé aux résultats concernant le problème de Watson.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur une classe remarquable de domaines.* Note (1) de M. Henri Cartan.

1. Je me propose de signaler ici une classe remarquable (Γ) de domaines *univalents* (2) de l'espace de deux variables complexes. Cette classe comprend des domaines simplement connexes (3); tous les domaines de cette classe jouissent des deux propriétés suivantes :

Propriété I. — *Étant donné un domaine quelconque* D *de la classe* (Γ), *il existe au moins une fonction $f(x, y)$ holomorphe dans* D *et non développable dans* D *en série uniformément convergente* (4) *de polynomes.*

Propriété II. — *Étant donné un domaine quelconque* D *de la classe* (Γ), *le plus petit domaine maximum contenant* D *n'est pas univalent.*

En ce qui concerne la propriété I, on connaît le théorème classique : « Étant donné, dans le plan d'une variable complexe x, un domaine univalent et simplement connexe quelconque, toute fonction holomorphe dans ce domaine y est développable en série uniformément convergente de polynomes. » On voit que *ce théorème ne s'étend pas aux fonctions de deux variables.*

En ce qui concerne la propriété II, rappelons qu'un domaine Δ est dit *maximum* si c'est le domaine total d'existence d'une fonction holomorphe. Or M. Thullen vient de me communiquer le théorème que voici : « Étant

---

(1) Séance du 27 avril 1931.

(2) C'est-à-dire tels que tout point de l'espace appartienne au plus une fois au domaine.

(3) C'est-à-dire homéomorphes à une hypersphère.

(4) Nous disons qu'une série converge uniformément dans un domaine D si elle converge uniformément dans tout domaine fermé complètement intérieur à D.

donné un domaine non ramifié [1] quelconque D, il existe un domaine non ramifié maximum Δ qui contient D et jouit de la propriété suivante : toute fonction holomorphe dans D est aussi holomorphe [2] dans Δ. On peut appeler Δ le *plus petit domaine maximum* contenant D. » Ce théorème, que j'avais d'ailleurs établi moi-même pour des classes particulières de domaines [3], ne dit pas si le plus petit domaine maximum contenant un domaine *univalent* est lui-même univalent. La propriété II des domaines de la classe (Γ) montre précisément qu'il n'en est pas toujours ainsi.

2. Définissons maintenant la classe (Γ) : c'est celle des *domaines semi-cerclés univalents dont la projection n'est pas univalente*. Cette définition nécessite quelques explications.

Rappelons que tout domaine semi-cerclé D, univalent ou non, peut être défini de la façon suivante [4] : on part d'un domaine quelconque d, univalent ou non, du plan de la variable complexe x; à chaque point x, intérieur à d, on associe, dans le plan de la variable y, un domaine univalent $\delta(x)$ composé d'un cercle et de couronnes circulaires centrées à l'origine $(y = 0)$ [le cercle *ou* les couronnes peuvent d'ailleurs manquer]. Les domaines $\delta(x)$ doivent en outre satisfaire à la condition suivante : si le point y_0 est intérieur à $\delta(x)$, il est aussi intérieur à $\delta(x')$, pour tous les x' suffisamment voisins de x; en outre, il doit exister au moins un domaine $\delta(x)$ contenant le point $y = 0$ à son intérieur.

L'ensemble des points x, y, où x désigne un point quelconque de d, et y un point quelconque de $\delta(x)$, définit précisément le domaine semi-cerclé D; d s'appelle la *projection* de D.

Désignons, dans le plan y, par $\delta_1(x)$ le plus petit cercle centré à l'origine et contenant $\delta(x)$. Soit D_1 le domaine semi-cerclé défini en associant à chaque point x de d le domaine $\delta_1(x)$. Pour que D_1 soit univalent, il faut et il suffit que d soit univalent; au contraire, D peut être univalent sans que d le soit, comme il est facile de s'en assurer sur un exemple : il suffit de choisir convenablement les domaines $\delta(x)$. La définition, donnée plus haut, de la classe (Γ) a maintenant un sens parfaitement clair.

---

[1] Un domaine est dit *non ramifié* s'il est univalent au voisinage de chacun de ses points, sans être forcément univalent dans son ensemble.

[2] Lorsque nous disons qu'une fonction est holomorphe dans un domaine, nous sous-entendons qu'elle est uniforme dans ce domaine.

[3] Henri Cartan, *Les fonctions de deux variables complexes*, etc (*Journal de Math.*, 9e série, 10, 1931, p. 1-114, Chap. V).

[4] Voir à ce sujet le Chapitre III de mon Mémoire cité plus haut.

3. *Démonstration des propriétés* I *et* II. — J'ai montré (¹) que le plus petit domaine maximum Δ contenant un domaine semi-cerclé D est semi-cerclé, a la même projection d que D, et contient D_1.

Si D appartient à la classe (Γ), D_1 n'est pas univalent; donc Δ n'est pas univalent : la propriété II est établie.

J'ai aussi montré (²) que si une série de polynomes converge uniformément dans D, elle converge uniformément dans Δ, et en particulier dans D_1. Or la somme d'une telle série prend évidemment la même valeur en deux points distincts de D_1, dès que ceux-ci ont les mêmes coordonnées x et y. Donc, si une fonction $f(x, y)$ holomorphe dans D (et par suite dans D_1) ne prend pas la même valeur en deux points de D_1 qui ont les mêmes coordonnées, elle n'est pas développable en série de polynomes uniformément convergente dans D. C'est ce qui arrive pour la fonction $\varphi(x)$, de la seule variable x, qui effectue la représentation conforme, sur un cercle, de la projection d du domaine D. La propriété I est donc bien établie.

HYDRODYNAMIQUE. — *Sur la répartition des vitesses des solutions colloïdales présentant des anomalies de viscosité.* Note de MM. **M. Pichot** et **P. Dupin**, présentée par M. J. Perrin.

L'écoulement de certaines solutions colloïdales (solutions de gélatine, oléate d'ammonium, benzopurpurine, etc.) à travers un tube capillaire n'obéit pas à la loi de Poiseuille. Cette anomalie a été attribuée à une variation du coefficient de viscosité avec la charge (³).

L'un de nous poursuit depuis bientôt deux ans l'étude de la viscosité de ces liquides, et en particulier les variations de la viscosité avec la concentration, la température et le temps. Cette étude n'est pas encore achevée, mais il peut affirmer que pour les substances étudiées il n'y a pas à proprement parler d'anomalies de viscosités; ces solutions colloïdales dans un état déterminé possèdent un coefficient de viscosité au sens de Navier.

Les perturbations propres à ces liquides nous ont été décelées, dès le début de nos recherches, par l'étude du spectre hydrodynamique des

(¹) Henri Cartan, *loc. cit.*

(²) Voir mon travail intitulé : *Sur les domaines d'existence des fonctions analytiques*, qui paraîtra dans le *Bulletin de la Société mathématique*, 1931, fasc. I et II.

(³) Pour la bibliographie, consulter Emil Hatschek, *The Viscosity of Liquids* (London, 1928).

vitesses. C'est l'emploi de la méthode chronophotographique de M. Camichel qui nous a incités à poursuivre cette étude.

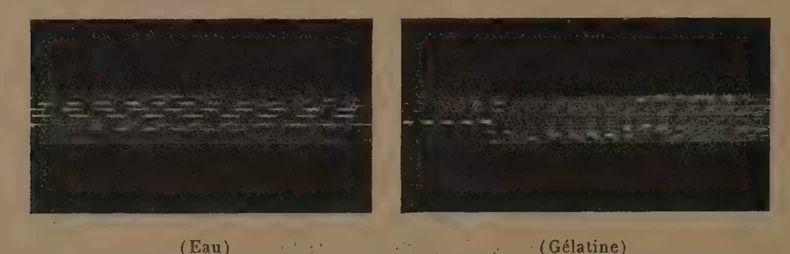
Aux faibles pressions, l'écoulement de ces liquides s'effectue par filets parallèles.

Entre deux masses d'un liquide présentant des anomalies de viscosité sur leur surface de séparation, l'action tangentielle transmise par unité d'aire est, d'après Buckingham et Bingham,

$$K - \eta \frac{dv}{dx},$$

η (coefficient de viscosité) et K sont deux constantes du liquide pour un état déterminé; $\frac{dv}{dx}$ est le gradient de vitesse suivant la normale à l'intersurface.

Considérons l'écoulement de ce liquide entre deux plans parallèles indéfinis; le liquide s'écoule par couches planes parallèles aux parois; x est la distance d'une de ces couches au plan médian, $2a$ est la distance des parois.



(Eau) (Gélatine)

Fig. 1. — Spectre d'écoulement de l'eau et d'une solution de gélatine entre deux plaques parallèles.

Si p est la différence de pression par unité de longueur dans le sens de l'écoulement, pour l'état permanent on a

$$p \times 2x = 2\left(K - \eta \frac{dv}{dx}\right).$$

Comme $\frac{dv}{dx}$ est toujours négatif, le liquide compris entre les deux plans $\pm x_0$, $(p x_0 = K)$ se déplace en bloc.

Par intégration de (1), et en supposant la vitesse nulle à la paroi,

$$\eta v = \frac{p}{2}[(a - x_0)^2 - (x - x_0)^2],$$

v est la vitesse sur le plan distant de x du plan médian.

La répartition des vitesses est la suivante : vitesse constante $v_0 = \frac{p}{2\eta}(a - x_0)^2$ pour

tous les points situés entre les plans px_0; répartition parabolique de ces plans aux parois.

Nous avons étudié la répartition des vitesses, entre deux plans parallèles indéfinis à charge constante, pour une solution de gélatine 7 pour 1000, trois jours après sa préparation.

Nous accompagnons notre texte d'un spectre d'écoulement de la solution de gélatine, dans l'ajutage utilisé (*fig.* 1). Le lecteur comparera ce spectre à celui de l'écoulement de l'eau dans le même ajutage. Les graphiques (*fig.* 2)

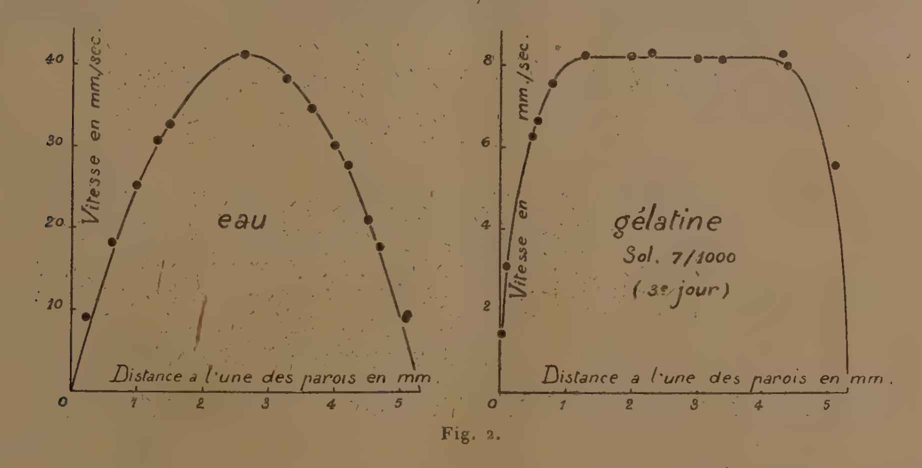


Fig. 2.

fournissent les répartitions des vitesses. L'existence d'une portion centrale de liquide s'écoulant en bloc, dans le cas d'une solution de gélatine, n'est pas douteuse (¹).

Ces expériences éliminent, pour les solutions de gélatine, toutes les formules empiriques et les théories du phénomène, conduisant à une loi de vitesses progressivement décroissantes, du plan médian aux parois.

La répartition des vitesses est conforme à la théorie de Buckingham et Bingham.

(¹) M. H. Kroepelin a publié dans la *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 84, août 1930, p. 291 et suiv., une étude sur l'écoulement des colloïdes présentant des anomalies de viscosité. En particulier il a étudié la répartition des vitesses à la *surface libre* d'une solution de gélatine s'écoulant dans un canal. Nous faisons toutes réserves sur les conditions de l'expérience. Nos expériences datent du mois de mai 1930.

ASTRONOMIE. — *Remarques à propos de la mécanique des masses variables.* Note de M. **Henri Mineur**, présentée par M. Ernest Esclangon.

1. Nous avons montré récemment [1] que le mouvement d'une masse variable dans un champ de gravitation donné était le même que celui d'une masse constante. Notre raisonnement supposait que la masse rayonnait sphériquement dans son système propre, c'est-à-dire par rapport à des axes entraînés avec elle; il était donc basé sur le principe de relativité restreinte.

2. M. Levi-Cività a proposé [2] d'écrire le mouvement d'un point M de masse variable $m(t)$ sous la forme

$$(1) \qquad \frac{d}{dt}\left(m\frac{dx}{dt}\right)=m.X, \quad \ldots$$

L'analyse de son raisonnement montre qu'il admet l'existence d'un éther fixe et que son équation n'est valable que si l'on rapporte le mouvement à des axes liés à cet éther; M. Levi-Cività suppose en effet que, par rapport aux axes qu'il a choisis, la somme des quantités de mouvement des photons émis par la masse m pendant le temps dt est nulle; il admet donc que le rayonnement de la masse m est sphérique par rapport au système de référence qui acquiert ainsi un caractère absolu. Pour cette raison nous préférons la manière de procéder que nous avons exposée dans notre précédente Note.

3. Il est facile de trouver les conséquences des équations (1).

Ces équations reviennent en effet à supposer m constant et à ajouter aux forces agissant sur M une force $-\frac{dm}{dt}\vec{v}$, $\vec{v}$ désignant la vitesse de M, analogue à une résistance du milieu proportionnelle à v et à la dérivée de la masse par rapport au temps.

Nous avons appliqué ces considérations au problème de deux corps, dont la masse décroît très lentement par rayonnement et qui s'attirent suivant la loi de Newton, en utilisant la méthode, généralisée de celle de Lagrange, exposée dans notre précédente Note. On trouve ainsi que le demi-grand axe augmente et que l'excentricité reste constante.

4. Dans notre précédente Note nous avions formé le champ de gravitation

---

(1) *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 663.

(2) *Rendiconti dei Lincei*, 6e série, 8, IX, 1928, p. 329.

d'une masse variable d'après les équations d'Einstein et nous avions cherché les géodésiques de ce champ.

Nous avons cherché cette fois les termes séculaires des mouvements de n planètes dans le champ d'une masse variable M en tenant compte des perturbations mutuelles de ces planètes.

Les termes séculaires des a_i sont donnés par

$$\frac{da_i}{dt} = -\frac{a_i}{\mathrm{M}}\frac{d\mathrm{M}}{dt}\left(1 - 2\frac{n_i a_i}{c}\right).$$

Si l'on emploie les notations classiques

$$h = e\sin\varpi, \qquad l = e\cos\varpi,$$

on trouve qu'en première approximation les termes séculaires de h et l sont définis par un système de la forme

$$\begin{aligned} \frac{dh_i}{dt} &= \sum_{\mathrm{K}} \mathrm{A}_{i\mathrm{K}} l_{\mathrm{K}} + \frac{n_i a_i}{c}\frac{1}{\mathrm{M}}\frac{d\mathrm{M}}{dt}\left(l_i - \frac{1}{2}h_i\right), \\ \frac{dl_i}{dt} &= -\sum_{\mathrm{K}} \mathrm{A}_{i\mathrm{K}} h_{\mathrm{K}} - \frac{n_i a_i}{c}\frac{1}{\mathrm{M}}\frac{d\mathrm{M}}{dt}\left(h_i + \frac{1}{2}l_i\right). \end{aligned}$$

Les $\mathrm{A}_{i\mathrm{K}}$ vérifient, comme dans la théorie ordinaire, les conditions

$$m_i n_i a_i^2 \mathrm{A}_{i\mathrm{K}} = m_{\mathrm{K}} n_{\mathrm{K}} a_{\mathrm{K}}^2 \mathrm{A}_{\mathrm{K}i}.$$

Ces équations admettent l'intégrale quadratique

$$\sum_i m_i n_i a_i^2 (h_i^2 + l_i^2) = \text{const.}$$

On en déduit sans peine que les grands axes augmentent en restant proportionnels entre eux et les excentricités augmentent également.

Ces augmentations sont du même ordre de grandeur que pour les étoiles doubles.

5. On en conclut qu'une explication de la relation période-excentricité des étoiles doubles doit tenir compte de ce fait que les deux masses en présence sont du même ordre de grandeur et cesser d'être valable lorsqu'une des masses est négligeable vis-à-vis de l'autre.

ACOUSTIQUE. — *Sur une méthode d'inscription mécanique applicable à l'enregistrement et à la reproduction des sons.* Note de M. E. **Huguenard**, présentée par M. G. Ferrié.

La méthode d'inscription que j'ai utilisée consiste à graver, dans une bande souple de celluloïd ou d'acétate de cellulose qui se déroule à vitesse constante, un sillon de largeur uniforme, à l'aide d'une sorte de ciseau à tranchant rectiligne perpendiculaire à la direction de déroulement de la bande et parallèle à sa surface.

La profondeur de ce sillon varie avec la position relative de l'outil par rapport à la bande, et cette position est commandée par l'appareil qui mesure le phénomène à enregistrer.

Un choix convenable des conditions de coupe de l'outil graveur permet de rendre très faible l'effort de pénétration de cet outil dans la matière.

Les largeurs d'outil utilisées sont de l'ordre de 2^{mm}, la profondeur du sillon de 1 à 2 centièmes de millimètre, et la vitesse de déroulement est comprise entre 1^{mm} par seconde et 1^{m} par seconde.

L'homogénéité de la substance cellulosique utilisée pour recevoir la gravure rend possible l'obtention de tracés polis à l'aide d'outils tranchants en matière dure, et la définition de ces tracés est nettement supérieure au centième de millimètre : un outil vibrant à fréquence constante a permis d'obtenir une sorte de réseau à profil sinusoïdal contenant jusqu'à 150 traits au millimètre.

La bande ainsi gravée est susceptible d'enregistrer des phénomènes de fréquences très variables, la vitesse de déroulement restant faible en raison de la très grande finesse du tracé, équivalente à celle que l'on obtiendrait avec un trait n'ayant pas $0^{mm},01$ de largeur.

Des tracés exigeant une vitesse de déroulement de 5^{cm} par seconde avec la méthode photographique ordinaire, peuvent être obtenus avec la même précision en ne passant que 1^{mm} de bande gravée par seconde.

La bande gravée est ensuite étudiée à l'aide d'un amplificateur optique qui peut transcrire l'enregistrement, s'il y a lieu, sur une bande photographique ordinaire.

Une première application de cette méthode a été faite à l'enregistrement des sons dans l'air.

La bande à graver passe entre un outil fixe et une table circulaire reliée

à une bobine circulaire mobile dans l'entrefer d'un fort électro-aimant à pôles concentriques. Les courants modulés qui circulent dans la bobine font monter et descendre la table qui soulève ainsi plus ou moins le film à graver contre l'outil (qui peut être chauffé si c'est nécessaire). La bande est entraînée dans le sens de sa longueur par un mécanisme de déroulement à vitesse constante, et reçoit ainsi un sillon gravé plus ou moins profondément.

L'équipage mobile peut avoir une période propre voisine de $\frac{1}{6000}$ de seconde; l'amplitude de mouvement ne dépasse pas $\frac{1}{50}$ de millimètre sur les fréquences peu élevées, 50 par exemple. La vitesse de déroulement employée est voisine de 30^{cm} par seconde.

Les sons enregistrés peuvent être reproduits facilement par trois procédés :

1° En appuyant sur la bande animée d'un mouvement identique à son mouvement primitif un diaphragme de phonographe dont l'aiguille est remplacée par un style analogue à l'outil graveur, mais émoussé. Ce style peut durer plusieurs centaines d'heures, et lorsqu'il passe, très émoussé, sur la bande, il ne détériore pas la gravure;

2° Un lecteur analogue aux dispositifs électromagnétiques des phonographes électriques produit un courant modulé qui, après amplification, peut donner une bonne reproduction de la parole et de la musique;

3° Le passage des ondulations du fond du sillon devant une fente étroite éclairée, perpendiculaire à la direction du déroulement de la bande et parallèle au plan de cette bande, détermine une variation de la convergence du faisceau qui sort de la fente, en raison du fait que ces ondulations constituent une série de lentilles cylindriques alternativement convergentes et divergentes formées par la matière transparente de la bande.

Une cellule photo-électrique placée dans ce faisceau, en arrière d'une ouverture de largeur convenablement choisie, reçoit un éclairement variable et reproduit également les sons, bien que la bande soit entièrement transparente.

Je me propose d'appliquer cette méthode à l'étude de la périodicité de certains phénomènes infra ou ultra-sonores.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur le champ cylindrique ionisé et la durée de parcours des ions.* Note de M. M. **Pauthenier** et Mme M. **Moreau-Hanot**, présentée par M. A. Cotton.

I. *Durée de parcours des ions dans un champ quelconque.* — Dans un champ constant, un ion de mobilité k parcourt la distance l en un temps

$$t_0 = \frac{l^2}{k\mathrm{V}}$$

où V désigne la différence de potentiel entre les points de départ et d'arrivée.

Nous allons montrer que, si le champ $\mathrm{E} = -\frac{d\mathrm{V}}{dl}$ varie dans l'espace considéré, la durée de parcours $t = \frac{1}{k}\int_0^l \frac{dl}{\mathrm{E}}$ est dans tous les cas supérieure à t_0.

En effet $\int_0^l \mathrm{E}\,dl$ est constant et égal à $-\mathrm{V}$ et t_0 peut s'écrire $\frac{l^2}{k\mathrm{V}^2}\int_0^l \mathrm{E}\,dl$. Le temps t est minimum en même temps que

$$t + t_0 = \frac{1}{k}\int_0^l \left(\frac{1}{\mathrm{E}} + \frac{l^2}{\mathrm{V}^2}\mathrm{E}\right) dl,$$

E est variable; mais les deux termes de la somme entre parenthèses ont un produit constant; leur somme et par suite l'intégrale cherchée sont donc aussi petites que possible lorsque ces deux termes sont égaux, ce qui donne $\mathrm{E} = -\frac{\mathrm{V}}{l}$ et $t = t_0$.

II. *Cas d'un champ cylindrique ionisé.* — Considérons maintenant le cas particulier d'un condensateur formé par un fil tendu dans l'axe d'un cylindre. Le champ dans ce condensateur est fortement modifié par la présence des ions dus à l'effet corona; il résulte du travail de Pauthenier et Mallard (1) que ce champ est constant sauf au voisinage du fil. La courbe (voir la figure, *loc. cit.*, p. 843) qui représente la variation du potentiel dans l'espace considéré est beaucoup moins concave que dans le cas classique d'un condensateur cylindrique sans ionisation et se rapproche d'autant plus d'une droite que l'effet corona est plus intense. On doit prévoir que, dans les mêmes conditions, le déplacement d'un ion d'une

(1) *Comptes rendus*, **189**, 1929, p. 635 et 843.

armature à l'autre devient de plus en plus rapide ; c'est ce que prouvent les exemples numériques suivants :

1° Les rayons des armatures sont $r_0 = 0^{cm},015$ et $R_0 = 20^{cm}$; la différence de potentiel est $V = 42,2\,KV$; prenons $k = 1,75 \frac{\text{cm/sec}}{\text{volt/cm}}$.

En champ constant, la durée minimum de parcours serait

$$t_0 = \frac{(R_0 - r_0)^2}{kV} = 5,4.10^{-3} \text{ sec.}$$

Dans le champ classique (sans ionisation) la durée de parcours serait

$$t_1 = \frac{1}{k}\int_{r_0}^{R_0} \frac{r \log \frac{R_0}{r_0}}{V}\, dr = t_0 \times 3,6.$$

Avec l'effet corona peu intense utilisé dans le travail cité, on trouve

$$t = t_0 \times 1,47.$$

2° Dans le cas où le champ a pu être étudié avec un *effet corona très intense* ($r_0 = 0^{cm},015$, $R_0 = 5^{cm},21$, $V = 24,2\,KV$), on obtient avec les mêmes notations les valeurs suivantes rapportées à la nouvelle durée de parcours minimum t_0 :

$$t_1 = t_0 \times 2,92, \qquad t = t_0 \times 1,04.$$

Donc, dans les conditions normales de tumpérature et de pression, on peut réaliser un effet corona suffisamment intense pour que *la durée de parcours des ions entre les armatures ait pratiquement atteint sa valeur minimum.*

III. *Remarque relative aux mobilités des ions.* — Certains auteurs ont cru observer d'une part un accroissement de la mobilité dans les champs intenses (champs de plusieurs milliers de volts par centimètre), d'autre part une diminution de la mobilité des ions un temps très court après leur formation (temps de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de seconde). Ces conditions de champ ou de temps sont satisfaites dans les parties rectilignes de certaines de nos courbes représentatives. Les influences perturbatrices signalées sont donc pour nous inférieures aux erreurs expérimentales.

La pente des parties rectilignes des courbes est déterminée à 3 pour 100 près par les mesures faites au moyen de la sonde incandescente. Il ne peut y avoir ainsi une incertitude de plus de 6 pour 100 sur k pour lequel la valeur classique 1,75 est celle qui fait concorder au mieux les résultats expérimentaux avec l'équation théorique du champ.

RAYONS X. — *Sur les rayons X ultra-mous.*
Note de M. V. **Dolejšek**, présentée par M. M. de Broglie.

En employant le réseau concave de Rowland sous l'incidence tangentielle, M. T. Osgood [1] est parvenu à obtenir des spectres X entre 46 et 160 Å. Comme source de rayons X, il employait un tube à cathode de Wehnelt.

Osgood a constaté une pulvérisation assez grande du filament, ce qui avait pour conséquence un dépôt sur l'anticathode. On ne peut, pour cette raison, obtenir par cette méthode les spectres de grande longueur d'onde de l'anticathode elle-même, mais ceux de la substance recouvrant l'anticathode.

J'ai employé la méthode de M. Osgood, mais comme source de rayons X, je me suis servi d'un tube à gaz en ferrochrome. Ce tube à gaz a permis de travailler avec des intensités de 10 à 200 MA, même sous la tension de 1000 volts. Comme dispositif de réglage du vide on a employé une soupape de Hopfield. L'intensité et la tension ont été réglées au moyen d'une résistance à eau réglable insérée dans le circuit secondaire. En munissant le tube à rayons X selon la méthode de Paschen d'une cathode creuse, on a obvié aux difficultés expérimentales que l'on rencontre avec les basses tensions. Dans ce tube on a introduit de l'hélium (ou un mélange formé d'hélium et de néon). Ainsi on a obtenu, d'une part, un bon réglage du vide et de la tension, et, d'autre part, il n'était pas nécessaire de mettre dans le circuit secondaire une très grande résistance.

Dans le spectrographe on maintenait un vide élevé. L'hélium pénétrant par la fente dans l'intérieur du spectrographe étant, d'après la méthode de Paschen, repompé dans le tube. Pour ces expériences, on a fait la cathode et l'anticathode de la même matière, car on n'a pas pu empêcher la pulvérisation de la cathode.

Par cette méthode, on est parvenu à obtenir une série des lignes, dont la plus intense est un doublet de longueur d'onde approximativement égal à 480 Å. (On a obtenu ces lignes dans le premier et le second ordre.) On ne peut classer ces raies comme lignes optiques (lignes d'ionisation d'ordre supérieur).

La cathode étant de magnésium et l'anticathode recouverte de magnésium, il faut attribuer ces lignes évidemment au magnésium.

---

[1] P. H. Osgood, *Nature*, 119, 4 juin 1927, p. 817.

Dans la région étudiée (jusqu'à 2000 Å) on a trouvé encore quelques lignes de plus grande longueur d'onde. Sur un cliché on voit aussi une bande d'absorption (dans le premier et le second ordre correspondant à la longueur d'onde de 500 Å).

Pour classer et mesurer exactement ces lignes, on calibre l'appareil utilisé au moyen de longueurs d'ondes optiques. On obtient ces spectres en se servant du tube de Paschen à cathode creuse. Utilisant le même tube, ces recherches sont poursuivies sur d'autres éléments.

MAGNÉTO-OPTIQUE. — *Combinaison des effets optiques simultanés de la polarisation rotatoire magnétique et de la biréfringence magnétique dans un liquide.* Note de MM. **G. Dupouy** et **M. Schérer**, présentée par M. A. Cotton.

Quand on envoie dans un liquide placé dans un champ magnétique un faisceau de lumière polarisée rectilignement et oblique sur les lignes de force, la vibration incidente devient elliptique en traversant le liquide : l'angle dont la tangente mesure le rapport des axes de l'ellipse est β, et le grand axe de l'ellipse fait un angle ρ avec la direction de la vibration incidente.

Dans nos expériences le faisceau lumineux traverse le liquide dans une direction voisine de la normale aux lignes de force et nous avons étudié la variation de ρ et de β avec l'angle i. Cet angle a varié de -4° à $+11^\circ 30'$.

Cette étude a été faite dans le champ du grand électro-aimant de l'Académie des Sciences, à Bellevue, avec les pièces polaires cylindriques de diamètre $2r = 6^{cm},09$ affleurant aux cônes, dans un entrefer de largeur $2e = 22^{mm}$. Dans ces conditions (¹) on obtient un champ de 43650 gauss environ, uniforme dans tout l'espace occupé par le liquide, à mieux que 0,5 pour 100 : l'uniformité a été constatée par l'exploration du champ au gaussmètre et par les mesures pour les différentes incidences de la rotation magnétique du tétrachlorure de carbone, liquide qui ne présente pas de biréfringence magnétique sensible.

Les liquides sont placés dans une cuve parallélépipédique de pyrex de dimensions : $55^{mm},08 \times 16^{mm} \times 9^{mm}$. Cette cuve est fermée par des couvre-objets minces et très peu trempés.

(¹) A. Cotton et G. Dupouy, *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 544.

Nous avons étudié le bromonaphtalène α, le nitrobenzène et le sulfure de carbone; toutes nos mesures ont été faites avec la radiation verte du mercure.

Le faisceau lumineux, constamment normal à la face d'entrée de la cuve, tourne en même temps que celle-ci autour d'un axe vertical passant par le centre de l'entrefer. L'analyseur est un appareil de Chaumont à quatre plages qui peut également tourner autour du même axe; les angles de rotation sont mesurés à une minute près. La distance de la source à l'analyseur est de 4^m et le parallélisme des rayons du faisceau lumineux est réalisé à 7 minutes près.

Nous avons fait les mesures par la méthode de Stokes, pour les deux sens du courant dans l'électro-aimant, en disposant l'azimut de la vibration incidente à 45° des lignes de force.

La rotation ω et la différence de phase φ, qui sont supposées exister indépendamment l'une de l'autre, sont reliées par la formule de Gouy

$$\delta^2 = 4\omega^2 + \varphi^2$$

à la quantité δ qui représente la différence de phase entre les deux vibrations elliptiques privilégiées d'Airy.

Dans le cas où la vibration incidente a l'orientation indiquée, les angles ρ et β sont reliés aux quantités φ et ω par les formules connues

$$\sin 2\beta = \frac{\varphi}{\delta} \sin\delta,$$

$$\cot 2\rho = \frac{\delta}{2\omega} \cot\delta.$$

Inversement, ces formules peuvent être résolues en δ, φ et ω :

$$\sin\delta = \pm \cos 2\rho \sqrt{\tang^2 2\rho + \sin^2 2\beta},$$

$$2\omega = \delta \cot\delta \tang 2\rho,$$

$$\varphi = \frac{\delta}{\sin\delta} \sin 2\beta.$$

Les résultats de ces mesures sont les suivants :

1° *Variation de* ω. — Le rapport $\frac{\omega}{\sin i}$ est constant à 1 pour 100 près, sa valeur moyenne pour chacun des corps est la suivante (en degrés) :

Bromonaphtalène α	237,4
Nitrobenzène	100,3
Sulfure de carbone	197,6

2° *Variation de* φ. — Le rapport $\frac{\varphi}{\cos^2 i}$ reste constant en moyenne, à 1 pour 100 près, dans toute l'étendue de nos mesures; ses valeurs sont respectivement (en degrés) :

Bromonaphtalène	10,25 à 15° C.
Nitrobenzène	10,67 à 17° C.
Sulfure de carbone	— 2,39 à 17°,8 C.

Nous avons en outre vérifié les formules générales établies par De Mallemann, dans l'hypothèse de Gouy, pour une orientation quelconque de la vibration incidente.

A partir des mesures faites en orientant la vibration incidente suivant les lignes de force ou à 45° de celles-ci, nous avons calculé l'azimut de la vibration incidente pour lequel la biréfringence apparente est maxima; l'expérience a confirmé les résultats du calcul.

Nous avons montré d'autre part que, pour une orientation convenable de cette vibration et un sens donné du courant, on recueille à la sortie de la cuve une vibration qui est restée rectiligne, mais qui a tourné d'un certain angle par rapport à la vibration incidente; la biréfringence apparente du liquide est alors nulle. Ce dernier résultat s'interprête très simplement au moyen de la représentation sphérique de Poincaré.

Nos mesures sont donc d'accord avec l'hypothèse de Gouy de la superposition des effets optiques des biréfringences et des rotations.

PHYSIQUE. — *Sur les effets combinés du champ électrique interne d'un cristal uniaxe et d'un champ magnétique normal à l'axe optique. Variation des composantes des bandes d'absorption du spectre ordinaire suivant les orientations relatives de la vibration incidente, des axes binaires et du champ magnétique. Polarisation circulaire et pouvoir rotatoire magnéto-électrique.* Note de MM. **Jean Becquerel** et **Louis Matout**, présentée par M. A. Cotton.

Nous avons montré [1] que certains cristaux uniaxes, soumis à un champ magnétique *normal à l'axe optique*, possèdent dans la direction de cet axe, au voisinage des bandes d'absorption, un pouvoir rotatoire variable avec l'orientation de la vibration incidente.

---

(1) *Comptes rendus*, **192**, 1931, p. 937.

Si les composantes des bandes étaient dues, comme dans l'effet Zeeman, à l'absorption de lumière polarisée rectilignement, aucun pouvoir rotatoire ne se produirait : il s'agit donc ici d'un effet différent. Pour étudier les décompositions et l'état de polarisation des composantes, nous avons choisi le xénotime qui donne des effets intenses.

Le cristal est dans un cryostat contenant de l'azote liquide; son axe optique est orienté parallèlement au faisceau lumineux. Devant la fente du spectroscope est placé un analyseur bicirculaire. *Si l'on polarise rectilignement la lumière incidente*, on constate les faits suivants :

1° Les spectres juxtaposés des vibrations circulaires de sens opposés sont différents; ils restent les mêmes (sans permutation) quand on inverse le sens du champ.

2° Lorsqu'on fait varier l'orientation de la vibration incidente, les spectres se modifient; une même composante se déplace entre deux limites, dont l'intervalle paraît en première approximation proportionnel au champ, et atteint parfois 5 Å dans ce champ de 20000 gauss.

Généralement une même composante a une intensité très variable : elle peut même s'évanouir entre deux orientations données au polariseur.

Partant d'une orientation quelconque du polariseur, il faut tourner celui-ci de 180° pour retrouver les mêmes spectres.

3° Le type général de décomposition est un quadruplet très dissymétrique, pouvant se réduire à un triplet ou à un doublet par disparition de composantes.

4° Pour une orientation donnée du polariseur, les spectres changent encore par rotation du cristal autour de son axe optique. En résumé, les fréquences des vibrations circulaires absorbées, et les intensités, dépendent de l'orientation des axes binaires (cristal tétragonal) par rapport au champ, et de l'orientation de la vibration rectiligne incidente à la fois par rapport aux axes binaires et par rapport au champ.

La polarisation circulaire est franche; mais la netteté des composantes est variable : une même composante peut être fixe pour certaines orientations du polariseur, élargie ou dissymétrique pour d'autres orientations; parfois aussi elle est bordée d'une légère portion de spectre continu de faible intensité. Nous ne saurions dire si les diminutions de netteté proviennent d'une imprécision dans le choix des fréquences absorbées; il est possible qu'elles soient dues au fait que la vibration, initialement rectiligne qui traverse le cristal est modifiée à mesure qu'elle se propage, à cause

de l'absorption et de la polarisation rotatoire : cet effet inévitable doit altérer la pureté du phénomène.

Lorsque la lumière incidente n'est pas polarisée, on a la superposition des effets dus à toutes les orientations, mais un analyseur biréfringent donne dans chaque spectre des minima d'intensité assez nets. Cette expérience avait donné autrefois l'illusion d'une polarisation rectiligne.

Il est évident que la polarisation circulaire ne peut pas être produite par le champ magnétique transversal : il faut en chercher la cause dans l'existence d'un champ interne. Précisément l'un de nous ([1]) a montré que les bandes des cristaux de terres rares doivent être des composantes séparées par l'action d'un champ électrique symétrique par rapport à l'axe optique; nous avons aujourd'hui la preuve de l'exactitude de cette manière de voir. Ce champ électrique du cristal donne lieu à une polarisation circulaire, mais il ne distingue pas le sens des vibrations absorbées; le champ magnétique superposé, *quelle que soit son orientation*, sépare les vibrations de sens contraires. Un champ magnétique transversal, s'il était seul, donnerait une polarisation rectiligne; ici il altère certainement la forme circulaire des vibrations absorbées, mais il est trop faible pour que cette altération soit sensible.

Remarquons aussi que la décomposition par le champ électrique n'est pas un effet Stark proprement dit, car ce champ n'est pas homogène, et il agit essentiellement par sa très grande inhomogénéité.

Le pouvoir rotatoire est la conséquence immédiate de la polarisation circulaire. Comme l'effet a son origine dans l'influence simultanée des deux champs, il obéit à des lois différentes de celles des autres pouvoirs rotatoires, il s'agit d'un phénomène nouveau pour lequel nous proposons le nom de *pouvoir rotatoire magnéto-électrique*.

Dans le xénotime, dont le réseau est connu, il est possible de calculer le champ interne. Il serait important de rendre compte par la théorie de la variation des composantes : tout ce que nous pouvons dire actuellement, c'est que l'influence de l'orientation des axes binaires prouve que le champ électrique ne peut pas, même en première approximation, être considéré comme axial cylindrique : il est d'ailleurs naturel qu'il reflète la symétrie du réseau cristallin.

([1]) Jean Becquerel, *Journal de Physique*, 6e série, 10, 1929, p. 313-320. L'auteur a appris depuis que Mlle Rita Brunetti avait déjà émis l'hypothèse de l'action d'un champ électrique (*Rend. Accad. Lincei* 6e série, 7, III, 1928, p. 238; 9, IX, 1929, p. 754).

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Sur l'optique des structures hétérogènes uniaxes.* Note de M. R. **Gibrat**, présentée par M. Ch. Fabry.

Nous avons montré (¹) comment les structures actuellement connues des corps smectiques permettaient de prévoir une structure très générale et comment on pouvait en étudier l'optique. Les corps nématiques ne présentent pas de structure parallèle. On peut cependant leur appliquer une théorie analogue. L'observation des plages dites *à noyaux* montre que, dans un plan, l'axe optique tourne d'un angle $h\theta$, quand le rayon vecteur tourne d'un angle θ. On connaît quatre types où h vaut 1, -1, $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$: noyaux entiers ou demi-noyaux, fixes ou tournants. Un calcul simple donne, en polaires, les équations des courbes enveloppes ou orthogonales de ces axes optiques :

$$z^{1-h}\sin\theta(1-h) = \mathrm{A},$$
$$z^{1-h}\cos\theta(1-h) = \mathrm{B}.$$

On peut donc définir le changement de variables (z, θ), (A, B) par

$$\mathrm{Z} = z^{1-h},$$

en introduisant les imaginaires. Le changement le plus général introduit une fonction analytique quelconque $f(z)$. L'espace plan correspondant a pour élément linéaire $g_1(d\mathrm{A}^2 + d\mathrm{B}^2)$ et celui où les rayons lumineux extraordinaires sont des droites, $g_1[d\mathrm{A}^2 + (1-a)\,d\mathrm{B}^2]$. On en déduit immédiatement l'équation aux dérivées partielles de la surface d'onde

$$\left(\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial \mathrm{A}}\right)^2 + \frac{1}{1-a}\left(\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial \mathrm{B}}\right)^2 = g_1.$$

Pour les plages à noyaux, on a

$$g_1 = \frac{(\mathrm{A}^2 + \mathrm{B}^2)^{\frac{h}{1-h}}}{(1-h)^2}.$$

Par suite on connaît immédiatement une intégrale complète pour le cas des demi-noyaux fixes où $\frac{h}{1-h}$ est égal à l'unité,

$$\mathrm{H} = \sqrt{1-a}\left[\mathrm{A}\sqrt{\mathrm{A}^2+\lambda} + \lambda\log\left(\mathrm{A}+\sqrt{\mathrm{A}^2+\lambda}\right)\right]$$
$$+ \mathrm{B}\sqrt{\mathrm{B}^2-\lambda} - \lambda\log\left(\mathrm{B}+\sqrt{\mathrm{B}^2-\lambda}\right) + \mu.$$

(¹) *Comptes rendus*, **192**, 1931, p. 804.

En particulier, si la source est au centre, on obtient des ellipses

$$H = (1-a)A^2 + B^2 + \text{const.}$$

Les résultats précédents, ainsi que ceux de notre première Note, ont été obtenus en appliquant le principe de Fermat aux rayons. Il est intéressant de voir ce que donnerait son application aux vitesses normales, ce qui revient à abandonner l'ellipsoïde des indices de Fresnel pour l'ellipsoïde des vitesses. On sait que, pour les corps homogènes, les différences sont à la limite de l'observation. Les corps smectiques ont une forte biréfringence, aussi les résultats diffèrent sensiblement. On doit extrêmer $\int \frac{ds^2}{\sqrt{ds^2 - a\,dk^2}}$.

Pour un espace d'élément linéaire, $g_1\,du^2 + g_2\,dv^2 + dk^2$, les équations aux variations donnent pour l'accélération

$$\gamma^1 = -\frac{du}{ds}\frac{1}{p}\frac{dp}{ds},$$

$$\gamma^2 = -\frac{dv}{ds}\frac{1}{p}\frac{dp}{ds},$$

$$\gamma^3 = -\frac{dk}{ds}\frac{1}{p}\frac{dp}{ds} - \frac{a}{w}\frac{d}{ds}\left[\frac{dk}{ds}\left(\frac{ds}{d\sigma}\right)^3\right],$$

en posant

$$p = 2\frac{ds}{d\sigma} - \left(\frac{ds}{d\sigma}\right)^3.$$

On voit que le plan osculateur est toujours déterminé par l'axe optique, mais le rayon de courbure devient

$$\frac{1}{\rho} = \frac{a}{w}\sqrt{1-k'^2}\,\frac{d}{ds}\left[\frac{dk}{ds}\left(\frac{ds}{d\sigma}\right)^3\right].$$

En effectuant les calculs on obtient

$$\frac{1}{\rho} = \frac{a}{R}\sin^3\theta\,\frac{1+2a\cos^2\theta}{1+a-2a(2-a)\cos^2\theta}.$$

Ceci conduit pour la structure sphérolithique plane à l'équation

$$z'' = \frac{1-z'^2}{z}\,\frac{(1-az'^2)(1-2z'^2)}{1+a-2a(2-a)z'^2}$$

que l'on peut intégrer par les méthodes élémentaires.

Lorsque a est inférieur à $\frac{1}{2}$, on obtient une courbe à deux asymptotes

définies par les équations paramétriques suivantes (polaires)

$$\varphi = 3\sqrt{1-a}\,\text{arc tang}\frac{u}{\sqrt{1-a}} - 2\sqrt{1-2a}\,\text{arc tang}\frac{u}{\sqrt{1-2a}},$$

$$z = z_0\frac{(1-a+u^2)^{\frac{3}{2}}}{u(1-2a+u^2)}.$$

L'angle des asymptotes qui correspond à la déviation dans le plan de symétrie des cyclides ou au ruban d'ombre des fils nématiques (noyaux entiers fixes) est dans ce cas

$$\pi\left[2+2\sqrt{1-2a}-3\sqrt{1-a}\right];$$

le principe de Fermat appliqué aux rayons donnait $\pi\sqrt{1-a}$.

Or, pour l'azoxyphénétol smectique, les deux indices sont 1,8 et 1,5, ce qui donne à a la valeur 0,30 et aux déviations 137° et 150°. En d'autres termes, le dièdre d'ombre mesurera dans l'hypothèse de l'ellipsoïde des indices 60°, dans celle de l'ellipsoïde des vitesses 86°. L'expérience peut, semble-t-il, décider aisément.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouvelles données relatives à l'indépendance de la dureté et de la teneur en hydrogène des métaux électrolytiques.* Note (1) de MM. **Guichard**, **Clausmann**, **Billon** et **Lanthony**, présentée par M. G. Urbain.

MM. L. Guillet et J. Cournot, dans une Note récente (2), défendent l'hypothèse selon laquelle l'hydrogène contenu dans le fer électrolytique est responsable, pour une part, de la dureté du métal.

Ceci nous conduit à ajouter à nos dernières Notes (3) quelques renseignements qui n'ont pu y trouver place.

Voici la dureté et les teneurs en hydrogène de cinq échantillons de préparations différentes de fer électrolytique :

Dureté avant recuit	365.	338.	265.	247.	202.
Hydrogène total par gramme de fer	$2^{cm^3},1$	$1^{cm^3},7$	$1^{cm^3},5$	$8^{cm^3},3$	3^{cm^3}

Les autres métaux, nickel, cobalt, montrent la même *absence de parallé-*

(1) Séance du 27 avril 1931.

(2) *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 787.

(3) *Comptes rendus*, 190, 1930, p. 1417 et 192, 1931, p. 623.

lisme entre dureté et concentration en hydrogène, dans le métal non recuit.

Donnons d'autre part quelques détails sur les mesures résumées par la courbe de notre dernière Note, relative au recuit progressif du plus dur des échantillons de fer électrolytique préparés par nous.

Cette expérience avait porté sur 13g,576 de métal; à *chaque recuit partiel* de 24 heures, correspondant aux brisures de notre diagramme, les gaz ont été recueillis séparément et analysés. Bien que notre courbe d'hydrogène n'ait pas été prolongée sur le diagramme, jusqu'à l'extrémité droite, le *dégagement d'hydrogène était complètement terminé à 250°*, ainsi que notre texte l'indiquait et la *dureté* n'avait *pas encore baissé* à cette température.

L'absence d'hydrogène a été, bien entendu, vérifiée dans les gaz (1) à toutes températures de 250° à 1000°, et cela dans les gaz de divers échantillons de métal provenant de plusieurs préparations. Un volume de $0^{cm^3},1$ d'hydrogène, présent dans nos analyses, serait suffisant pour fausser les contractions calculées pour les combustions eudiométriques du gaz CO.

Il n'y a aucune raison de croire qu'une quantité d'hydrogène de cet ordre, soit moins de 1 millionnième du poids de fer en expérience, nous ait échappé.

La dureté du fer, comme d'ailleurs celle du nickel ou du cobalt électrolytiques, est donc totalement *indépendante de la teneur en hydrogène*.

Les réserves formulées par MM. Guillet et Cournot ne peuvent modifier cette conclusion, parce que ces réserves *ne s'appuient pas sur des mesures simultanées, directes, de dureté et de concentrations d'hydrogène :*

C'est ainsi que dans le travail de M. Hugues, que nous avons déjà cité, la *teneur réelle en hydrogène* n'a pas été déterminée dans les gaz dégagés *à chaque recuit partiel*, ce qui interdit toute conclusion relative au rôle de ce gaz hydrogène.

De même, dans d'importants travaux (2) sur les métaux électrolytiques, on n'a jamais déterminé sur le *même échantillon, à la fois* les propriétés mécaniques et la concentration réelle en hydrogène. Le rapprochement de toutes ces données indépendantes ne peut évidemment rien donner de décisif.

---

(1) Nous examinerons ailleurs l'origine et le rôle de la petite quantité de gaz carbonés que nous avons dosés. Ils ne sont pas ici en question.

(2) Ceux, par exemple, de Lee ou de Macnaughtan, *J. Iron and Steel*, **109**. 1924, p. 423.

Enfin le rapport entre l'aspect microscopique de ces métaux et la présence de gaz n'est pas établi par des preuves positives.

Ainsi une relation entre la dureté et la teneur en hydrogène des métaux électrolytiques a été jusqu'ici *supposée;* nous avons soumis cette hypothèse au contrôle direct de l'expérience : nos mesures établissent qu'*une relation de ce genre n'existe à aucun degré.*

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'adsorption des matières colorantes par les granules d'un hydrosol.* Note [1] de MM. **Augustin Boutaric** et **Maurice Doladilhe**, présentée par M. C. Matignon.

I. Il est facile d'étudier l'adsorption exercée par une solution colloïdale sur une matière colorante existant en solution à l'état moléculaire; il suffit d'ultrafiltrer la solution colloïdale sur une membrane de collodion qui retient les micelles du colloïde et laisse passer les molécules de la matière colorante. On constate ainsi que les micelles de la solution colloïdale ne fixent pas la matière colorante qui se retrouve tout entière dans le liquide intermicellaire. Par floculation les micelles fixent au contraire la matière colorante suivant la loi d'adsorption de Freundlich.

Si la solution colloïdale est détruite par congélation, on constate qu'après cette congélation les micelles qui se sont séparées n'ont aucunement fixé la matière colorante. Il faut donc admettre que la congélation saisit la solution colloïdale additionnée de colorant dans l'état même où elle se trouve. Cette remarque permet d'étudier la fixation des matières colorantes colloïdales sur des granules d'hydrosols que la congélation détruit.

On peut ainsi constater que la matière colorante colloïdale se fixe sur les granules de l'hydrosol si ses particules ont un signe opposé à celui des granules de l'hydrosol, l'adsorption suivant encore la loi de Freundlich; aucune fixation ne se produit, en l'absence d'électrolyte, si les granules de la matière colorante ont le même signe que ceux de l'hydrosol.

Cette dernière méthode ne peut évidemment s'appliquer qu'au très petit nombre d'hydrosols de colloïdes hydrophobes qui sont détruits par congélation; elle est loin d'être générale.

II. Mais nous avons constaté qu'on peut étudier la fixation d'une matière colorante par les granules d'un hydrosol quelconque en comparant l'ab-

(1) Séance du 27 avril 1931.

sorption que la matière colorante introduite dans l'hydrosol exerce sur les radiations lumineuses d'une longueur d'onde donnée, avec celle qu'elle exerce, dans les mêmes conditions, si on la dissout dans un volume d'eau égal à celui de la solution colloïdale. Tout se passe, en effet, comme si dans l'hydrosol additionné de colorant, seule intervenait, pour produire l'absorption lumineuse, la matière colorante qui ne s'est pas fixée sur les granules du colloïde.

C'est ce qu'établissent les expériences suivantes faites sur des sols d'hydrate ferrique (à granules positifs) et de sulfure d'arsenic (à granules négatifs) qui sont détruits par congélation avec, comme matières colorantes : le Bleu Diamine (à granules négatifs) et le Bleu Victoria (à granules positifs). Ces expériences reviennent à comparer le coefficient d'absorption lumineuse *k* que possède la matière colorante dans l'hydrosol (obtenu en comparant l'absorption qu'exerce l'hydrosol additionné de matière colorante à celle qu'exerce le seul hydrosol) au coefficient d'absorption *b* relatif à la solution colorante qui surnage après congélation de l'hydrosol additionné de matière colorante (¹).

Dans les tableaux suivants C désigne la concentration en grammes par litre de la matière colorante introduite et *a* le coefficient d'absorption de cette matière colorante, en solution aqueuse, sous la concentration C.

Bleu Diamine + sol. de As^2S^3.				Bleu Victoria + sol. de Fe^2O^3.			
C.	*a*.	*k*.	*b*.	C.	*a*.	*k*.	*b*.
0,01	12	7	6	0,01	10	8	9
0,02	24	17	17	0,02	20	19	20
,03	36	23	22	0,03	30	26	28
0,04	48	38	39	0,04	40	35	35
0,05	60	47	49	0,05	50	44	42

(Les pouvoirs absorbants sont exprimés en valeurs relatives : divisions d'un spectrophotomètre Féry.)

III. Il résulte de ces expériences : *a*. que dans le mélange d'une matière colorante avec un hydrosol, la seule matière colorante qui intervienne au point de vue de l'absorption lumineuse est celle dont les granules n'ont pas été fixés par le colloïde ; *b*. que les particules de la matière colorante ne se fixent pas sur les granules du colloïde si leur signe est le même que celui de ces granules et qu'elles se fixent au contraire si leur signe est opposé à celui des granules du colloïde.

(¹) BOUTARIC et DOLADILHE, *Comptes rendus*, 191, 1930, p. 1008.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur l'absorption des rayons β par la matière.* Note [1] de MM. **Georges Fournier** et **Marcel Guillot**, présentée par M. Jean Perrin.

Afin de nous rendre compte de la signification exacte du coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ des rayons β, tel que nous l'avons étudié dans des publications antérieures [2], nous avons repris des mesures électrométriques d'absorption dans des conditions expérimentales très différentes les unes des autres :

1° Source S et écran à 20^{cm} de la chambre d'ionisation (*fig.* 1). Angle solide utile : 0,125 stéradian;

2° Source et écran touchant la feuille d'aluminium qui ferme la chambre d'ionisation (*fig.* 2). Angle solide utile : 2π stéradians;

3° Source et écran à l'intérieur de la chambre d'ionisation (*fig.* 3). Angle solide utile 4π stéradians.

Dans chacune de ces conditions nous avons obtenu des courbes logarithmiques d'absorption qui, pour un métal donné, ne diffèrent entre elles que pour les épaisseurs très faibles. Dès qu'une masse superficielle de $50\,mg/cm^2$ est atteinte, on obtient dans tous les cas une droite logarithmique d'absorption de même pente [abstraction faite du relèvement final des courbes, qui se produit surtout dans les métaux lourds, et que nous avons étudié antérieurement [3]].

Il en résulte que le phénomène de dispersion ne perturbe le phénomène d'absorption que dans le début des courbes, et que le coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ calculé d'après la pente de la droite logarithmique pour des valeurs suffisantes de la masse superficielle de l'écran, correspond bien au phénomène d'absorption vraie, c'est-à-dire à l'arrêt des électrons incidents β dans l'écran, comme le montre en particulier l'expérience faite avec la source à l'intérieur de la chambre d'ionisation.

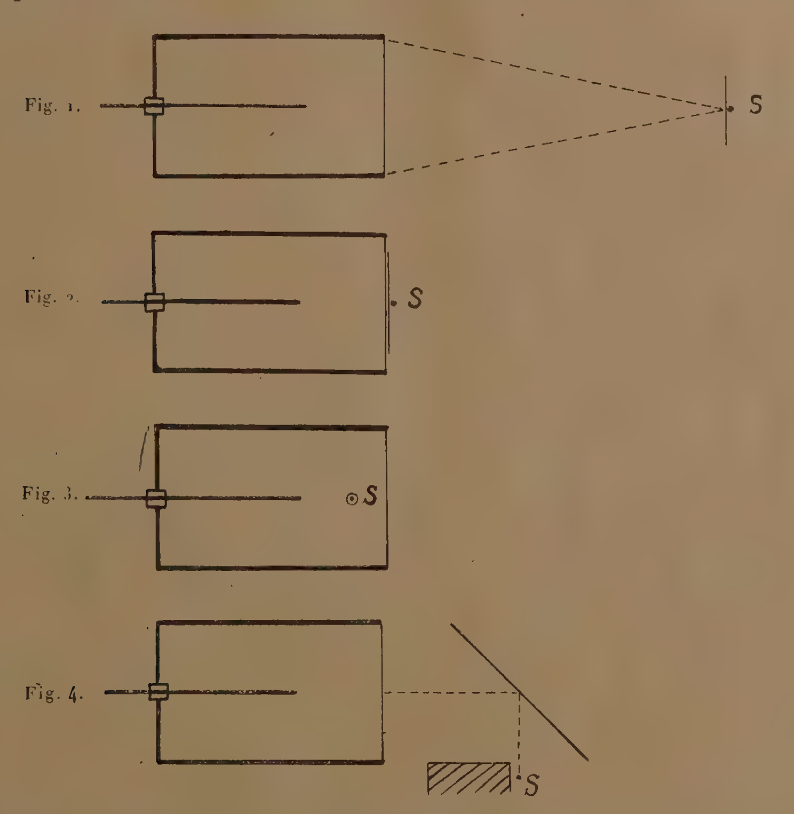
---

(1) Séance du 20 avril 1931.

(2) Georges Fournier, *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 284 et 1490; 183, 1926, p. 37 et 200. — J. S. Lattès et Georges Fournier, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 855 et 1135. — Georges Fournier et Marcel Guillot, *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 555.

(3) Georges Fournier et Marcel Guillot, *Comptes rendus*, 189, 1929, p. 1079.

Le coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ est donc une grandeur bien définie qui dépend seulement de la nature de l'absorbant et de la nature des rayons β émis par la source.



On peut se demander si ce coefficient est valable pour des rayons qui subissent dans l'écran une forte déviation au point de ressortir par la face d'entrée, ce qui peut être regardé expérimentalement comme une réflexion. En conséquence, nous avons mesuré l'intensité d'un faisceau de rayons β à 90° de la direction d'émission, après réflexion sur un écran incliné à 45° (*fig.* 4), en faisant varier la masse superficielle de cet écran.

Tant que l'épaisseur de l'écran est très faible, l'intensité du faisceau réfléchi est proportionnelle à cette épaisseur. L'épaisseur continuant à croître, l'intensité tend vers une limite, ce qui se traduit par une courbe d'ionisation

à asymptote horizontale du type

$$I = I_0\left(1 - e^{-\frac{\mu}{\rho}\xi}\right),$$

où ξ est une fonction de la masse superficielle de l'écran et des conditions géométriques du parcours des rayons à l'intérieur de cet écran; $\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient massique d'absorption habituel. Dans les conditions où nous avons opéré, le calcul du chemin parcouru dans l'écran par un rayon β situé dans l'axe du faisceau montre que l'on doit avoir $\xi = 2\sqrt{2}\frac{m}{s}$, et le résultat expérimental $\left(\xi = 2,8\frac{m}{s}\right)$ confirme cette manière de voir.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la complexité du rayonnement α du radioactinium.* Note de Mme **Irène Curie**, présentée par M. Jean Perrin.

Les découvertes récentes sur les groupes de rayons α de long parcours du Th C + C′ et Ra C + C′, d'une part, sur la structure fine des rayons du Th C et de l'Ac C d'autre part, nous engagent à renoncer à l'idée simple suivant laquelle chaque groupe de rayons α correspond à un mode de désintégration différent. On a remarqué des coïncidences frappantes entre la différence d'énergie des groupes de rayons α émis par une même substance radioactive et l'énergie des quanta de rayons γ émis par la substance qui en dérive; on a fait sur cette base des tentatives d'interprétation théorique. Il était donc particulièrement intéressant d'étudier le rayonnement α du radioactinium, car ce radioélément et l'actinium X qui en dérive se distinguent parmi les éléments émetteurs de rayons α par leur rayonnement γ relativement intense.

Comme il est difficile de faire le spectre magnétique des rayons α du radioactinium à cause de l'intensité insuffisante des préparations, j'ai établi une méthode d'étude, commode par l'emploi de l'appareil à détente de Wilson.

La source se trouve à l'extérieur de la chambre de détente dans laquelle les rayons α pénètrent par un orifice fermé par une feuille mince d'acétate de cellulose qui absorbe un peu moins de 1cm de leur parcours. On place cette source derrière un diaphragme fixe qui limite la surface active utilisée; le diaphragme et l'orifice rectangulaire allongé sur lequel est tendue la feuille mince délimitent un faisceau de rayons α canalysés dans un plan horizontal;

on peut donc mesurer les parcours en prenant une seule photographie avec un appareil dont l'axe est vertical. La source se trouve à $1^{cm},1$ de l'orifice d'entrée des rayons α dans la chambre et l'on interpose un dispositif qui ne permet l'admission des rayons qu'à la fin de la détente. L'installation permet de photographier deux détentes par minute, de sorte que l'on peut utiliser facilement une source qui n'émet en moyenne que deux ou trois rayons par détente.

Chaque série de photographie est précédée et suivie de quelques photographies obtenues en remplaçant la source étudiée par une source de polonium placée exactement de la même manière. On détermine le parcours des rayons étudiés par différence avec celui des rayons α du polonium. Comme l'acétate de cellulose a un poids atomique moyen peu différent de celui de l'air on peut admettre sans commettre d'erreur appréciable que la feuille mince absorbe de la même manière les rayons α de vitesse différente.

Les différences de parcours entre les rayons α du polonium sont faibles, ce qui montre que la feuille mince est bien homogène.

La difficulté de l'expérience réside en grande partie dans la préparation de radioactinium exempt de ses dérivés et disposé en couche mince et uniforme. J'ai établi la méthode suivante.

Une préparation de lanthane actinifère est mise en solution peu acide (HCl ou NO^3H). On neutralise avec de l'ammoniaque la solution chaude puis on ajoute de l'eau oxygénée; dans ces conditions le radioactinium, isotope du thorium, doit avoir tendance à précipiter. On ajoute alors un léger excès d'ammoniaque diluée qui précipite un peu d'hydrate de lanthane que l'on sépare : ce lanthane contient la majeure partie du radioactinium. La même opération peut être répétée pour concentrer le radioactinium avec une quantité de plus en plus faible de lanthane. Finalement on fait une précipitation à peine visible et l'on verse la solution dans le tube d'une centrifugeuse; au fond du tube on a placé une petite rondelle de cellophane sur lequel le précipité se dépose pendant la centrifugation. La rondelle est enlevée ensuite avec précaution et séchée au bain-marie : elle est recouverte d'une couche mince et uniforme ressemblant à un vernis jaune à cause des impuretés de cérium qui précipitent en premier dans cette opération. On découpe une partie de cette rondelle qui sert de source de rayonnement. Si le cérium se trouve en quantité notable dans la solution, l'opération chimique donne de mauvais résultats.

Les mesures de parcours ont montré que le rayonnement α du radioactinium n'est pas simple et se compose de deux groupes nettement séparés

ayant respectivement des parcours peu différents de ceux qui sont actuellement admis pour le radioactinium et l'actinium X. L'importance de ces deux groupes est la même.

Il faut donc prouver d'une manière certaine que la préparation ne contenait pas d'actinium X à l'origine, ce qui est d'ailleurs peu probable avec le mode de précipitation employé.

Ceci est prouvé par l'évolution de l'activité de la préparation; celle-ci est placée dans une cuvette fermée hermétiquement par un écran mince et l'on mesure le rayonnement β du dépôt actif. L'activité, très faible au début, a augmenté rapidement les premiers jonrs et était encore en voie d'augmentation 10 jours après la préparation de la source. Or, si le groupe de parcours le plus faible présent au début avait été émis par l'actinium X, on aurait dû se trouver en présence d'une préparation au maximum d'activité.

L'absence totale de rayons α du dépôt actif au début est également caractéristique, car il a été montré par la suite que la moitié environ de l'actinon et du dépôt actif restent inclus dans la préparation.

On a vérifié que le parcours le plus faible ne résulte pas du ralentissement d'une partie des rayons du radioactinium dans la source. En effet les photographies prises au bout de quelques jours montrent le groupe de rayons α de l'actinium A bien défini et nullement dédoublé. On peut suivre en même temps la croissance de l'actinium X par l'importance relative plus grande du groupe de faible parcours du radioactinium par rapport à l'autre.

On doit donc admettre que le rayonnement α du radioactinium se compose de deux groupes d'intensité sensiblement égale dont les parcours déterminés ici sont environ $4^{cm},68$ et $4^{cm},34$ dans l'air à 15° et 760^{mm} de pression, et la différence de parcours de $3^{mm},4$. Ce résultat peut s'interpréter soit comme l'indice d'un embranchement, soit comme une structure fine du rayonnement α.

La différence d'énergie des deux groupes est de $2,8 \times 10^{5}$ volts-électrons et l'on peut remarquer que cette valeur représente à peu près l'énergie du quantum des rayons γ les plus pénétrants de l'actinium X, $2,68 \times 10^{5}$ volts ou de ceux du radioactinium, $2,82 \times 10^{5}$ volts et $3,00 \times 10^{5}$ volts.

---

(1) Après avoir achevé ce travail, j'ai trouvé dans une publication, déjà ancienne l'indication de l'existence d'un deuxième groupe de rayons α du radioactinium; mais ce résultat n'ayant pas été confirmé était tombé dans l'oubli et ne figure pas dans les tables de constantes radioactives (St. Meyer, V. F. Hess et F. Paneth, *Wien Ber.*, **123**, 1914, p. 1459).

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le phénomène de recul et la conservation de la quantité de mouvement.* Note de M. **F. Joliot**, présentée par M. Jean Perrin.

Lorsqu'un atome radioactif émet un rayon α le reste de l'atome subit un mouvement de recul qui, d'après les lois de la Mécanique, doit être dans le prolongement de la trajectoire α. Les parcours de ces rayons dans l'air à la pression normale sont de l'ordre du dixième de millimètre. Les trajectoires des atomes de recul peuvent être observées dans la chambre de l'appareil à détente de C. T. R. Wilson. Il suffit d'établir dans celle-ci une pression de quelques centimètres de Hg et d'y introduire un gaz radioactif. Lors de la détente on observe des désintégrations isolées; le rayon de recul se présente comme une tache de brouillard à l'origine du rayon α. La tache est d'autant plus allongée que la pression dans la chambre est plus faible.

Akiyama (¹) observa par cette méthode les trajectoires des atomes de recul de l'An et de l'AcA et il trouva, fait surprenant, que fréquemment (25 pour 100 des cas) le rayon de recul n'était pas dans le prolongement du rayon α. Afin de concilier ce fait avec le principe fondamental de la conservation de la quantité de mouvement il supposa que, lors de la désintégration, le noyau émet un rayon γ de très haute énergie dont la quantité de mouvement $\frac{h\nu}{c}$ se compose avec celle du rayon α et du rayon de recul. On conçoit l'importance d'une telle hypothèse.

J'ai repris ces expériences avec les mêmes radioéléments, en employant un nouvel appareil à détente pouvant fonctionner à basse pression. En me plaçant dans les mêmes conditions qu'Akiyama j'ai observé le même phénomène; cependant certaines trajectoires de recul inclinées sur la direction du rayon α montraient un léger épaississement à l'origine, laissant supposer l'existence d'une autre trajectoire courte.

J'ai pu ensuite effectuer des détentes à partir d'une pression très voisine de la tension de la vapeur d'eau. Le degré de détente est alors très élevé et la pression finale immédiatement après la chute *très rapide* du piston est voisine de 1^{cm}. Dans ces conditions les rayons de recul observés ont un parcours voisin de 7^{mm}, ils montrent en général une grande complexité de formes comme l'indiquent les dessins ci-après.

(¹) Akiyama, *Japan J. of Physics.*, 2, 1924, p. 287.

1° Le rayon de recul peut être fortement incliné sur la direction du rayon α et, dans ce cas, *on observe au moins une troisième trajectoire issue du point de la désintégration.*

2° Le long du rayon de recul se greffent plusieurs trajectoires dont certaines sont plus longues que le rayon de recul qui n'est pas dévié de son parcours.

3° Enfin dans des cas rares le rayon de recul subit pendant son parcours un choc qui le dévie notablement de son trajet, il y a alors apparition de la trajectoire de l'atome responsable.

L'apparition des trajectoires supplémentaires au point de la désintégration est satisfaisante quant à la relation des quantités de mouvement. Elle permet d'interpréter les cas anormaux signalés par Akiyama sans faire intervenir l'émission d'un rayon γ.

La mesure, peu précise d'ailleurs, des angles entre ces rayons indique que ce sont des atomes de masses élevées qui participent aux chocs. Ce sont donc probablement des atomes d'An ou d'AcA qui sont responsables des trajectoires supplémentaires observées. Ce fait n'a rien de surprenant si l'on admet l'existence des groupements d'atomes radioactifs comme l'a montrée M^lle Chamié (1) pour les émanations en particulier. L'atome qui émet un rayon α peut chasser au début de son recul un ou plusieurs atomes de masses élevées qui l'entourent. Dans le cas d'un choc central le rayon de recul est arrêté et l'on observe la trajectoire d'un rayon de recul secondaire.

Lorsque l'inclinaison du rayon de recul primaire sur le rayon α est inférieure à 15° un calcul simple montre que la longueur de la trajectoire du rayon secondaire est trop petite pour qu'elle soit visible, ce qui donne l'apparence du phénomène observé par Akiyama.

Les trajectoires situées le long du rayon de recul sont sans doute dues

(1) M^lle Chamié, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1838.

aux chocs de celui-ci contre les atomes légers du gaz. Leurs longueurs sont du même ordre que celle que l'on calcule en admettant un choc élastique et en se reportant au travail de Blackett (¹). Certaines trajectoires sont attribuables à des électrons; ce sont des rayons δ secondaires des rayons de recul.

L'interprétation du troisième cas signalé est délicate. Il semble d'après les mesures d'angles qu'il y ait là aussi un choc du rayon de recul contre un atome de masse élevée. La probabilité d'une rencontre entre un rayon de recul au cours de son trajet et un atome radioactif dispersé dans le gaz est trop faible pour expliquer ce fait. Il y a là un point important à éclaircir.

Les résultats de ces premières expériences ont mis en évidence la grande complexité des trajectoires de recul, en particulier au point de la désintégration, on peut apercevoir dans certains cas quatre trajectoires. Il n'y a donc pas lieu de maintenir, pour le moment, l'hypothèse de l'émission d'un rayonnement γ de très haute énergie fréquemment associé à la désintégration de l'An et de l'AcA.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action du pentachlorure de phosphore sur les dérivés* ω*-chlorallylés benzéniques*. Note de MM. **L. Bert** et **R. Annequin**.

L'un de nous a fait connaître tout un groupe de dérivés ω-chlorallylés benzéniques du type $R-C^6H^4-CH^2-CH=CHCl$, obtenus avec de très bons rendements en condensant le dichloro-1.3-propène avec les combinaisons organomagnésiennes mixtes à radical benzénique (²). Ces composés fixent aisément 2 atomes de brome sur la fonction éthylénique de leur chaîne latérale; il n'en est pas de même pour le chlore, et nous n'avions éprouvé que des échecs dans la préparation du [$\beta.\gamma.\gamma$-trichloropropyl]-benzène et de ses homologues substitués sur le noyau avant de recourir à l'action du pentachlorure de phosphore sur nos dérivés ω-chlorallylés benzéniques.

PCl^5 ne réagit pas à froid sur ces produits, mais à chaud, en vase ouvert, la réaction a lieu rapidement, conformément à l'équation

$$R-C^6H^4-CH^2-CH=CHCl+PCl^5=R-C^6H^4-CH^2-CHCl-CHCl^2+PCl^3.$$

Le rendement est à peu près quantitatif.

(¹) P. M. S. Blackett, *Proc. of the Roy. Soc.*, **103**, 1923, p. 62.

(²) L. Bert, *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1504.

Le mode opératoire est des plus simples : il suffit de chauffer dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant un mélange équimoléculaire de PCl^5 et de composé ω-chlorallylé. PCl^5 se dissout peu à peu dans le liquide qui prend une teinte jaune d'or, et il reflue un liquide qui n'est autre que du trichlorure de phosphore. La réaction achevée, on distille PCl^3 formé, on agite le résidu avec de l'eau, on reprend à l'éther et soumet l'extrait éthéré à la distillation fractionnée.

Voici, à titre d'exemple, les propriétés de quelques-uns des nouveaux composés ainsi obtenus :

a. [β.γ.γ-trichloropropyl]-benzène, $C^6H^5 - CH^2 - CHCl - CHCl^2$.

Huile incolore. $Eb_{13} = 135\text{-}136^\circ$ (corr.); $d_4^0 = 1,316$; $d_4^{23} = 1,293$; $n_D^{23} = 1,553$; R.M. trouvée 55,29, calculée 54,76; Cl pour 100, trouvé 47,45, calculé 47,61.

b. *m*-méthyl-[β.γ.γ-trichloropropyl]-benzène,

$$C^6H^4\left\langle\begin{array}{ll} CH^3 & (1) \\ CH^2 - CHCl - CHCl^2 & (3) \end{array}\right.$$

Huile incolore. $Eb_{19} = 158\text{-}160^\circ$ (corr.); $d_4^0 = 1,279$; $d_4^{19} = 1,263$; $n_D^{19} = 1,552$. R.M. trouvée 60,09, calculée 59,38; Cl pour 100, trouvé 44,93, calculé 44,79.

c. 4-[β.γ.γ-trichloropropyl]-*m*-xylène,

$$C^6H^3\left\langle\begin{array}{ll} CH^3 & (1) \\ CH^3 & (3) \\ CH^2 - CHCl - CHCl^2 & (4) \end{array}\right.$$

Huile incolore. $Eb_{17} = 167\text{-}168^\circ$ (corr.); $d_4^0 = 1,263$; $d_4^{15} = 1,249$; $n_D^{15} = 1,555$. R. M. trouvée 64,63, calculée 64,00; Cl pour 100, trouvé 42,10, calculé 42,29.

En résumé, l'action du pentachlorure de phosphore sur les dérivés ω-chlorallylés benzéniques constitue un excellent procédé d'obtention du [β.γ.γ-trichloropropyl]-benzène et de ses homologues substitués sur le noyau. Ces nouveaux composés se prêtent à d'intéressantes synthèses que nous ferons prochainement connaître. La réaction qui leur donne naissance met en lumière un comportement du pentachlorure de phosphore vis-à-vis de la fonction éthylénique, qui, croyons-nous, n'avait pas encore été signalé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'ω-ω'-dichloro-paraxylène, le p-diéthylol-benzène et le p-divinylbenzène.* Note [1] de M. **Sébastien Sabetay**, présentée par M. Delépine.

Pour la préparation de l'ω-ω'-dichloro-paraxylène, diverses méthodes ont été proposées, dont aucune ne permet d'obtenir aisément des quantités importantes. On le prépare d'habitude par chloruration du *p*-xylène, qui du reste ne forme que 10 à 20 pour 100 du xylène industriel et dont le prix de revient est assez élevé. Un mode de formation intéressant fut constaté par G. Blanc [2]. En faisant agir un courant de gaz chlorhydrique sur une suspension de trioxyméthylène dans le benzène en présence de chlorure de zinc anhydre il obtint, à côté de 80 pour 100 de chlorure de benzyle, 5 pour 100 environ de dichlorure de *p*-xylylène.

Nous avons repris la réaction de G. Blanc dans l'intention d'introduire plusieurs groupements chlorométhyliques sur le noyau benzénique. Nos essais nous ont montré que d'après la quantité de trioxyméthylène employée, on arrive effectivement à fixer plusieurs chlorométhyles, le second se plaçant principalement en para. Pour la préparation du dichlorure de *p*-xylylène on peut partir, soit du benzène, soit du chlorure de benzyle. Voici comment il convient de procéder dans ce dernier cas :

On fait passer un courant de gaz chlorhydrique sec dans une suspension de 127^{g} de chlorure de benzyle (1^{mol}), 45^{g} de trioxyméthylène ($1^{mol},5$) et 42^{g} de chlorure de zinc anhydre et pulvérisé, le tout se trouvant dans un flacon à trois tubulures, chauffé extérieurement par de l'eau chaude ($T = 80\text{-}100^{o}$). On sépare les deux couches claires qui se sont formées, on dilue à l'éther, on lave soigneusement à la soude et à l'eau et l'on fractionne. On obtient (à côté d'autres produits à point d'ébullition élevé) 30 à 50 pour 100 de dichlorure de *p*-xylylène souillé par le dérivé ortho. On purifie par cristallisation dans l'alcool. $F = 99\text{-}100^{o}$.

Par chauffage du dichlorure de *p*-xylylène avec le cyanure de potassium en milieu hydro-alcoolique, on obtient le *dicyanure* correspondant (déjà décrit), qu'on purifie par cristallisation dans le chloroforme avec addition d'éther. Le dicyanure chauffé à reflux avec de l'éthanol saturé de gaz chlorhydrique donne, après dilution à l'eau, le *p-phénylène-diacétate*

(1) Séance du 27 avril 1931.

(2) G. Blanc, *Bull. Soc. chim.*, 4e série, 33, 1923, p. 313.

d'éthyle $C^6H^4\langle{}^{CH^2.COOC^2H^5}_{CH^2.COOC^2H^5}$ [F = 58° (alcool aqueux)], corps déjà décrit. Celui-ci, réduit par la méthode Bouveault et Blanc [modification Oyamada (1)] conduit au glycol correspondant, le *p-diéthylolbenzène*,

$$C^6H^4\langle{}^{CH^2.CH^2OH}_{CH^2.CH^2OH}.$$

La réduction s'effectue de la façon suivante :

On fait couler lentement une solution butanolique de *p*-phénylène-diacétate d'éthyle dans une suspension toluénique de sodium en poudre, qu'on maintient à l'ébullition en agitant fortement. Une fois la réaction terminée, on entraîne à la vapeur le toluène et le butanol en excès, on neutralise par ClH, on concentre à sec, et l'on extrait par du chloroforme chaud. On purifie par cristallisation dans le chloroforme additionné d'éther. Cristaux de saveur amère, fondant à 86°. Rend. 50-60 pour 100. Analyse : trouvé, C, 71,90 pour 100; H, 9,11 pour 100. Calculé : C, 72,23 pour 100; H, 8,49 pour 100; soluble dans l'eau.

Par distillation d'un mélange de quantités égales de potasse anhydre et de *p*-diéthylolbenzène, sous un vide partiel, on obtient le *p*-divinylbenzène à odeur caractéristique, $Eb_{16} = 85\text{-}86°$, qui se prend en une masse de cristaux fondant vers 28-29°. La déshydratation du groupement éthylolique primaire par la potasse, indiquée par nous (2), a donc lieu également dans le cas des dérivés polyéthylolés. Préparé par cette voie, le *p*-divinylbenzène est un corps stable, contrairement aux indications de Lespieau et Deluchat (3), qui l'ont décrit comme ayant grande tendance à la polymérisation. Cette polymérisation peut être provoquée par la présence de faibles quantités d'acides halogénés; en opérant en milieu alcalin, il semble que nous ayons écarté ces inconvénients. Le *tétrabromure*, préparé au moyen du brome en solution chloroformique et cristallisé dans du méthanol, fond à 156°.

---

(1) T. Oyamada, *Chem. Zentralblatt*, **101**, 1930, p. 2383.

(2) S. Sabetay, *Bull. Soc. chim.*, 4e série, **45**, 1929, p. 69.

(3) Lespieau et Deluchat, *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 683-684.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés organomagnésiens sur la* N-*diéthylacétamide*. Note de M[lle] **M. Montagne**, présentée par M. Delépine.

Nous avons étudié (¹) les condensations de quelques N-dialcoylamides grasses, à fonction simple, avec les dérivés organomagnésiens et nous avons signalé que la N-diéthylacétamide se comporte d'une façon particulière avec ces réactifs.

Tandis que toutes les amides grasses que nous avons étudiées donnent lieu à la production de bases tertiaires de formule générale

$$\underset{\underset{(R')^2}{\|}}{R - C} - N(R_1)^2,$$

nous n'avons pu, avec la N-diéthylacétamide mettre en évidence aucune trace d'une base analogue. Nous avons condensé la diéthylamide acétique avec les bromures d'éthyl- et de phénylmagnésium. Dans ces deux cas, on observe uniquement les réactions suivantes : 1° formation de cétone, suivant la réaction de Béis; 2° condensation de l'amide sur elle-même et formation d'amide acétylacétique N-diéthylée $CH^3\,CO\,CH^2\,CO\,N(C^2H^5)^2$.

Avec le bromure d'éthylmagnésium cette dernière réaction est prédominante et, quand on opère à la température ordinaire, elle s'effectue avec un rendement de 50 pour 100, qui s'élève à 65 pour 100 environ par un chauffage de 6 heures à reflux. On isole seulement une très faible quantité de méthyléthylcétone et une partie de l'amide est récupérée. Cette réaction s'accompagne d'un dégagement d'éthane : une molécule pour une molécule d'amide mise en œuvre, quel que soit le rendement obtenu en amide β-cétonique. Il semble donc qu'on doive reprendre ici l'hypothèse de l'énolisation de la fonction amide, mise en évidence par le réactif de Grignard; cette hypothèse, que nous avions envisagée et discutée (²) pour expliquer les réactions des amides grasses, a permis à M. Huan Shu-Yin (³) d'interpréter les phénomènes qu'il a observés dans les condensations de quelques N-dialcoylamides succiniques avec les dérivés organomagnésiens.

(¹) *Comptes rendus*, **183**, 1926, p. 217; **186**, 1928, p. 874; **187**, 1928, p. 128.

(²) *Ann. de Chimie*, 10e série, **13**, 1930, p. 45.

(³) *Thèse de l'Université de Paris*, 1930, p. 19, 42 et 66.

Nous aurons donc ici la première réaction

$$\underset{\underset{\displaystyle O}{\|}}{CH^3-C}-N(C^2H^5)^2+C^2H^5MgBr=\underset{\underset{\displaystyle OMgBr}{|}}{CH^2=C}-N(C^2H^5)^2+C^2H^6$$

Le complexe ainsi formé se condense rapidement sur lui-même, avec élimination de diéthylamine sous forme de dérivé bromomagnésien, et l'on obtient, après hydrolyse, l'amide N-diéthylacétylacétique :

$$2\underset{\underset{\displaystyle OMgBr}{|}}{CH^2=C}-N(C^2H^5)^2=NMgBr(C^2H^5)^2+\underset{\underset{\displaystyle OMgBr}{|}}{CH^3-C}=CH-CON(C^2H^5)^2$$
$$\rightarrow CH^3COCH^2CON(C^2H^5)^2+NH(C^2H^5)^2.$$

La formation de cétone peut alors être attribuée à une double décomposition entre le dérivé organomagnésien et le complexe correspondant à l'amide énolisée :

$$\underset{\underset{\displaystyle OMgBr}{|}}{CH^2=C}-N(C^2H^5)^2+C^2H^5MgBr=\underset{\underset{\displaystyle OMgBr}{|}}{CH^2=C}-C^2H^5+N(C^2H^5)^2MgBr$$
$$\rightarrow CH^3COC^2H^5.$$

De nombreux cas de condensation par les dérivés organomagnésiens ont été observés déjà pour les aldéhydes et les cétones. M. Grignard et ses élèves [1] en ont fait une étude systématique et ils ont montré que l'action condensante appartient aux alcoolates magnésiens d'abord formés, qui possèdent une activité supérieure à celle des alcoolates alcalins. Dans le cas de la diéthylamide acétique, il faut admettre que l'action condensante est due au complexe d'abord formé par l'action du dérivé organomagnésien sur l'amide, ou bien au réactif magnésien lui-même. Quoi qu'il en soit nous avons constaté que l'amide N-diéthylacétique, qui est en grande partie condensée sur elle-même par le bromure d'éthylmagnésium, ne réagit aucunement avec les agents ordinaires de la condensation de Claisen : le sodium en fils, l'éthylate et l'amidure de sodium, qu'elle soit seule ou mélangée d'une quantité équimoléculaire d'éther acétique.

L'amide N-diéthylacétylacétique constitue une huile incolore, bouillant à 126-127° sous 15mm, assez soluble dans l'eau, neutre au tournesol, colorant

---

(1) GRIGNARD et DUBIEN, *Comptes rendus*, 177, 1923, p. 299. — GRIGNARD et ESCOURROU, *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 1860. — GRIGNARD et FLUCHAIRE, *Ann. de Chimie*, 10e série, 9, 1928, p. 5 et suiv.

fondant à 210°, mais pas de sels métalliques cristallisés; elle est très résistante aux agents d'hydratation. Nous avons pu la reproduire synthétiquement par action prolongée de la diéthylamine sur l'éther acétylacétique fortement en violet le perchlorure de fer. Elle donne une semicarbazone sodé, en solution alcoolique, mais le rendement ne dépasse pas 15 pour 100. On sait que Claisen (¹) a préparé l'amide acétylacétique par contact prolongé de l'éther correspondant avec une solution aqueuse d'ammoniaque à 10 pour 100. Nous avons constaté qu'une telle solution de diéthylamine agit comme la diéthylamine pure (²) sur l'éther acétylacétique en le transformant en éther diéthylaminocrotonique.

Avec le bromure de phénylmagnésium, l'amide N-diéthylacétique donne surtout la réaction de Béis et l'acétophénone se forme avec un rendement de 40 à 50 pour 100, tandis que l'amide β-cétonique ne s'obtient plus qu'avec un rendement de 30 pour 100; une partie de l'amide primitive est récupérée. Pas plus que dans la condensation avec le magnésien gras, on n'isole de dicétone β qui proviendrait d'une action du dérivé organomagnésien sur l'amide β-cétonique.

Nous avons constaté en effet que l'amide N-diéthylacétylacétique réagit comme l'éther acétylacétique (³) sur le bromure d'éthylmagnésium, en donnant seulement naissance à une molécule d'éthane. A l'hydrolyse, effectuée aprés 5 heures d'ébullition de l'amide β-cétonique avec un grand excès de dérivé magnésien, on récupère simplement le produit initial bouillant entièrement à 130-133° sous 20mm; cependant la première goutte du distillat colore en rouge le perchlorure de fer, ce qui correspond vraisemblablement à une très faible trace de dipropionylméthane.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur l'orientation des cristaux et spécialement du quartz à l'aide des figures de corrosion.* Note de M. **C. Gaudefroy**, présentée par M. Wallerant.

L'aspect des figures de corrosion produites sur les faces des cristaux de quartz par l'acide fluorhydrique a déjà été décrit. Mon dessein n'est pas d'y revenir, mais de montrer que l'on peut, à l'aide des figures de corro-

(¹) *D. ch. Ges.*, 35, 1902, p. 583.
(²) Kuckert, *D. ch. Ges.*, 18, 1885, p. 619.
(³) Grignard, *Ann. de Chimie*, 7ᵉ série, 27, 1902, p. 564.

sion, orienter un fragment de quartz de forme quelconque, même s'il n'a conservé aucune face cristalline; trouver la direction de l'axe optique, le sens du pouvoir rotatoire ainsi que la direction et le sens des axes piézo-électriques; et, si le fragment est composé de plusieurs cristaux, reconnaître la nature des macles.

Une figure de corrosion a la forme d'un polyèdre creux ou saillant, qui n'est autre qu'une combinaison de formes cristallographiques. Par suite, toutes les figures obtenues sur un fragment cristallin homogène sont des figures semblables. Sans doute chaque figure ne réalise qu'une partie du polyèdre de corrosion, néanmoins une facette d'orientation donnée a son homologue dans toutes les figures voisines. Toutes les facettes parallèles entre elles produisent sur la lumière incidente l'effet d'un miroir unique auquel s'ajoutent des effets de diffraction dus à la petitesse des miroirs élémentaires.

Par suite, l'ensemble des systèmes de facettes peut être étudié par les méthodes goniométriques comme les faces naturelles d'un cristal et faire connaître les éléments de symétrie et les paramètres des axes. Cette remarque théorique semble pouvoir s'appliquer à toutes les espèces cristallines.

Pour ce qui est du quartz, l'étude goniométrique présente quelque difficulté mais aussi des ressources inattendues.

Lorsqu'on approche l'œil d'une surface corrodée pour y voir la réflexion d'une source lumineuse ponctuelle lointaine, on aperçoit deux sortes de reflets : des facules brillantes et des traînées lumineuses. Les facules sont des images plus ou moins floues de la source. Les traînées joignent deux facules par un arc de cercle : lorsque leurs extrémités sont dans le même plan que la source et l'œil, elles deviennent droites et forment des rais de lumière. Elles sont dues aux arêtes communes de deux facettes ou à des stries parallèles à ces arêtes.

Le nombre des facules et des rais lumineux varie avec les conditions de l'attaque et même avec les portions du cristal essayé. Malgré ces variations dans tous les essais que j'ai faits sur de beaux fragments, certains caractères sont restés constants. Je me bornerai à décrire ceux-ci.

Les facules qui sont toujours présentes proviennent de facettes $e^2 \{2\bar{1}\bar{1}\}$ $\{10\bar{1}0\}$ (parallèles aux faces du prisme de quartz) et $a^4 \{411\} \{10\bar{1}2\}$ (rhomboèdre plus surbaissé que les faces de la pyramide).

Les rais de directions constantes sont les uns symétriques, les autres dissymétriques. Un rais symétrique joint les facules $e^2\,(2\bar{1}\bar{1})\,(10\bar{1}0)$ et $a^1\,(411)\,(10\bar{1}2)$ qui sont en zone avec $p\,(100)\,(10\bar{1}1)$: il est perpendiculaire à un axe binaire. Les rais dissymétriques se présentent sous des formes variées, mais ils ont une direction générale constante. Souvent ils joignent la facule $e^2\,(2\bar{1}\bar{1})\,(10\bar{1}0)$ à celle peu écartée de l'hémiscalénoèdre $i\,(201)$ $(21\bar{3}1)$ ou de quelque autre voisin de celui-ci; il peut même y avoir simultanément plusieurs de ces rais qui partent de e^2 dans des directions très voisines. Parfois aussi, un rais dissymétrique de même orientation générale que le précédent, mais dirigé en sens contraire et bien différent d'aspect, part de la facule $e^2\,(2\bar{1}\bar{1})\,(10\bar{1}0)$ et va rejoindre la facule d'une face $p\,(0\bar{1}0)\,(1\bar{1}0\bar{1})$ latérale suivant une zone $e^2\,p\,e^{\frac{1}{2}}\,(22\bar{1})\,(01\bar{1}1)\,s(41\bar{2})$ $(11\bar{2}1)$.

Ces données suffisent pour orienter un fragment de quartz. Une face e^2 étant repérée par un miroir qui donne une image de la source en coïncidence avec la facule e^2, l'axe optique est une droite de ce plan parallèle au rais symétrique, tandis que la perpendiculaire est un axe piézo-électrique. Le sens du pouvoir rotatoire se détermine ainsi; l'axe optique étant vertical, si les rais dissymétriques vont en montant de gauche à droite, le cristal a le pouvoir rotatoire droit. Enfin pour définir le sens de l'axe piézo-électrique, nous considérerons le rais dissymétrique le plus fréquent $e^2 i$; par compression du cristal suivant l'axe piézo-électrique, l'électricité positive apparaît du côté opposé à ce rais $e^2 i$.

Quant aux macles, elles laissent voir au contact de deux plages contiguës simultanément deux figures dont chacune comprend un rais symétrique et un dissymétrique; et ces deux figures ont en commun la facule e^2, suivant les schémas suivants, où les rais symétriques sont verticaux :

D_1 D_2 — 1. G_1 G_2 — 2. G_1 D_1 D_2 G_2 — 3. G_1 D_2 D_1 G_2 — 4.

Ces six figures ne représentent que quatre macles distinctes. Les deux premières, dites macles du Dauphiné, unissent des cristaux de même rotation comme par une hémitropie autour d'une normale à la face e^2. Les deux autres, parfois confondues sous le nom de macles du Brésil, sont à distinguer soigneusement; la troisième résulte d'une symétrie par rapport

au plan d^1 $(10\bar{1})$ $(11\bar{2}0)$, normal à un axe binaire, tandis que la quatrième résulte d'une symétrie par rapport au plan a^1 (111) (0001) normal à l'axe ternaire. Dans cette quatrième seule, les axes piézo-électriques ont même direction et même sens.

Ces indications, mises en œuvre à l'aide de quelques procédés pratiques faciles à imaginer, permettent de tailler sans tâtonnements préalables un bloc de quartz informe suivant un plan défini cristallographiquement : la précision est de l'ordre du degré.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Perfectionnements à l'instrument transportable pour la mesure rapide de la gravité.* Note (1) de MM. **F. Holweck** et **P. Lejay**, présentée par M. Ch. Maurain.

Nous avons décrit (2) le principe et la première réalisation d'une méthode pour la détermination rapide de la gravité. Une campagne dans le sud-est de la France et la Suisse nous ayant révélé un certain nombre de points à perfectionner, nous avons construit un nouveau modèle de pendule élastique qui est représenté sur la figure.

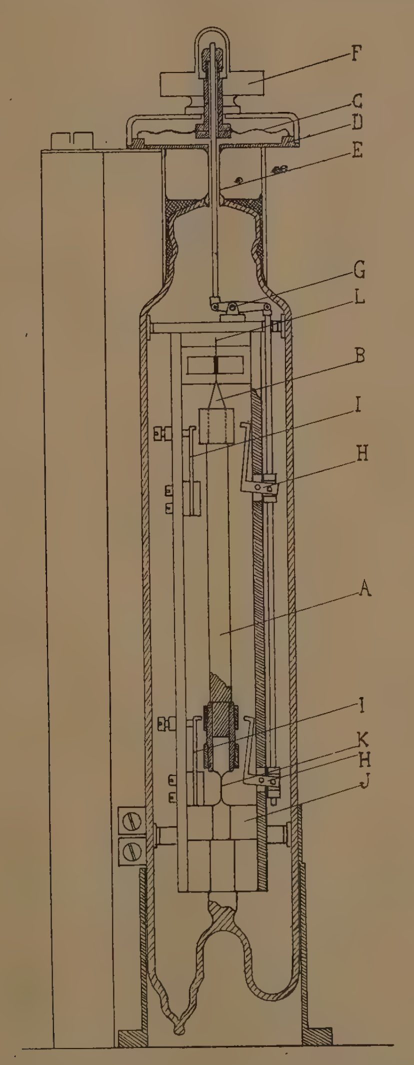
Nous avons modifié : 1° La correction géométrique de la forme du pendule en rectifiant à la meule la tige de quartz A ainsi que le cône de fixation B du fil; 2° Le système de blocage : Une membrane élastique C faisant partie de la boîte métallique D laquelle est soudée au verre au moyen du tube de platine E et déformée par un écrou F. Le petit mouvement qui en résulte amplifié par les leviers G et H permet d'appuyer solidement pendant le transport le pendule sur ses butées I. Nous avons établi un support très rigide avec vis calantes démultipliées et niveau à retournement permettant un nivellement très précis du plan d'oscillation. Nous avons adjoint à l'appareil un thermomètre sensible dont le réservoir est en contact avec la masse J portant la lame d'élinvar K.

D'autre part le transport des chronomètres avait donné lieu à des erreurs notables; la nécessité de les laisser reposer quelque temps avant les observations enlevait à notre méthode le caractère de rapidité que nous tenions pour essentiel; nous les avons remplacés par un pendule libre auxiliaire. Ce pendule, composé d'une tige en quartz terminée par une masse et suspendue

(1) Séance du 27 avril 1931.

(2) *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 1387.

à une lame élastique en élinvar, battant la demi-seconde, est monté, comme le pendule de gravité, sur un support à vis calantes nivelé soigneusement.



La méthode d'observation a été sensiblement modifiée : l'enregistrement a été supprimé et remplacé par l'observation directe stroboscopique ; à cet effet, le pendule libre envoie, à chaque passage à la verticale, un éclair qui

illumine l'extrémité L du pendule de gravité. La durée d'une observation est de 15 minutes.

Détermination provisoire de la valeur de la gravité à Dijon. — Le rapport des périodes des deux pendules de gravité et garde-temps $\left(\frac{T}{T'}\right)$ a été mesuré à Paris (Bureau international des Poids et Mesures de Breteuil), à Dijon (cave de l'Université), à Lyon (Observatoire Saint-Genis-Laval), à Genève (Observatoire), à l'aller et au retour. Les mesures de Paris et Genève ont servi pour étalonner l'instrument; celles de Lyon servent de vérification.

Dans le tableau suivant, les premières colonnes donnent, en chaque lieu, les valeurs du rapport T / T', ramenées à la température de 10° C., la correction de température déterminée à Breteuil étant de $5,5.10^{-5}$ par degré.

Les valeurs adoptées pour Paris et Genève sont les valeurs admises par la Commission géodésique suisse.

	Breteuil.		Dijon.		Lyon.		Genève.	
	T/T'.	g.	T/T'.	g.	T/T'.	g.	T/T'.	g.
Aller	1,00394	980,943	1,00491	980,776	1,00583	980,634	1,00607	980,59[illegible]
	1,00394	—	1,00496	980,768	1,00584	980,632	1,00606	—
	—	—	—	—	1,00591	980,622	1,00606	—
Retour	1,00393	—	1,00493	980,773	1,00588	980,626	—	—
	1,00395	—	1,00498	980,766	1,00586	980,629	—	—
	—	—	1,00495	980,770	1,00589	980,625	—	—
	—	—	1,00502	980,760	—	—	—	—
	—	—	1,00503	980,758	—	—	—	—
	—	—	1,00504	980,757	—	—	—	—
	—	—	1,00504	980,757	—	—	—	—
Moyennes...	1,00394	980,943	1,00498	980,765	1,00586	980,629	1,00606	980,59[illegible]

La valeur conclue pour Lyon est $g = 980,629\ (\varepsilon_p \pm 0,001)$, exactement celle qui a été admise par la Commission géodésique suisse. La valeur conclue pour Dijon (autant que le permet l'interpolation) est

$$g = 980,765\ (\varepsilon_p \pm 0,002).$$

Les écarts obtenus entre les diverses mesures en ce lieu, légèrement supérieurs à ceux qui séparent les observations dans les autres stations, s'expliquent en partie par le trafic d'une rue fréquentée, au voisinage immédiat de l'Université.

Notre nouvel instrument est dix fois plus précis que le premier modèle

La bonne concordance des nombres à l'aller et au retour montre qu'il a très bien supporté un voyage en automobile de 2000^{km}, fait sans précautions spéciales. Sur ces données nous avons mis en construction l'appareil définitif.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Quelques mesures du rayonnement solaire diffusé par la voûte céleste obtenues avec les solarimètres dans les Alpes-Maritimes.* Note de M. **Ladislas Gorczynski**, présentée par M. Ch. Maurain.

Tandis que je fais à Nice des mesures de rayonnement solaire, sur une terrasse face à la mer, dans un endroit déjà assez éloigné de l'agglomération urbaine (quartier Carras), j'ai pu installer temporairement deux solarimètres et pyrhéliomètres thermo-électriques à Thorenc. Cette station, située à 40^{km} à vol d'oiseau, à l'ouest de Nice, se trouve à une altitude de 1200^{m} environ.

Le Tableau I contient un extrait des mesures actinométriques effectuées à Thorenc (Sanatorium Saint-Luc) par M. F. Ostrowski. On en déduit que le rayonnement diffusé, mesuré pendant les cinq jours les plus clairs de chaque mois, atteint les fractions suivantes du rayonnement global :

La moyenne a été en mars 1931 : $0^{cal},11$ (*soit* 11 *pour* 100 *de l'intensité globale*) pour une hauteur du Soleil voisine de 39°.

En février 1931 on a trouvé à Thorenc dans les mêmes conditions : $0^{cal},11$ (*soit* 12 *pour* 100 *de l'intensité globale*) pour une hauteur du Soleil voisine de 33°.

Pendant les cinq jours les plus clairs du mois de mars on a obtenu à Thorenc de 7 à 8^{h} du matin : $0^{cal},08$ (*soit* 14 *pour* 100 *de l'intensité globale*) pour une hauteur du Soleil voisine de 21°.

A la fin de l'après-midi, pour une hauteur du Soleil variant entre 13° et 7° au-dessus de l'horizon, on a obtenu à Thorenc en février : $0^{cal},08$ (*soit* 32 *pour* 100 *de l'intensité globale*).

Avec les solarimètres du même modèle Richard, M. C.-E. Brazier a trouvé à l'Observatoire du Parc Saint-Maur les valeurs suivantes [1] du rayonnement diffusé par rapport à un rayonnement global 100 :

En juin 1928, 11 pour 100 (vers midi), 30 pour 100 matin (vers 6^{h}) et le soir (vers 18^{h}).

10, 11 et 15 octobre 1927 24 pour 100 (vers midi), 45 pour 100 matin (vers 8^{h}) et le soir (vers 16^{h}).

Toutes ces valeurs sont fonctions de la présence des nuages et aussi de la hauteur du Soleil. Il est donc intéressant de les comparer avec celles du Tableau II donnant les moyennes que j'ai obtenues à Nice pendant 15 mois consécutifs dans les conditions indiquées au début.

---

[1] Moyennes des observations par jours clairs sans nuages.

TABLEAU I.

Extrait contenant le résultat des mesures solarimétriques effectuées pendant les cinq jours les plus clairs, en février et en mars 1931, *à Thorenc* (lat. 43°,8 N, long. 6°,7 E Greenw., alt. 1km,2) *dans les Alpes-Maritimes.*

	Vers midi.				Vers le coucher du Soleil.			
	Haut. du Soleil.	Intensités en calories du rayonnement :			Haut. du Soleil.	Intensités en calories du rayonnement :		
Date.		norm.	global.	diffusé.		norm.	global.	diffusé.
			a. — Février 1931.					
15.......	30°,0	1,48	0,87	0,13	7°,5	0,89	0,18	0,07
24.......	31,9	1,45	0,89	0,12	12,6	1,04	0,32	0,09
25.......	31,5	1,47	0,87	0,10	11,9	0,98	0,29	0,09
26.......	37,2	1,53	1,01	0,08	13,0	1,14	0,35	0,09
27.......	36,3	1,52	1,03	0,13	11,1	0,56	0,19	0,08
			b. — Mars 1931.					
	Entre 9h30m et 14h30m.				Entre 7h et 8h du matin.			
4.......	29°,6	1,29	0,72	0,08	22°,5	1,02	0,46	0,07
22.......	46,2	1,58	1,26	0,12	21,4	1,28	0,53	0,06
23.......	46,2	1,54	1,25	0,14	20,0	1,35	0,55	0,09
24.......	—	—	—	—	18,5	1,28	0,49	0,08
25.......	37,6	1,38	0,95	0,11	23,8	1,30	0,63	0,08
27.......	36,9	1,45	0,98	0,11	—	—	—	—

TABLEAU II.

Valeurs moyennes de la radiation diffusée, observée à Nice, par temps clair (*), *vers midi, pendant* 15 *mois de février* 1929 *à avril* 1930 (*pourcentages par rapport à la radiation globale*).

	Hauteur du Soleil.	Radiation diffusée.		Hauteur du Soleil.	Radiation diffusée.
1929 Février......	33°	17 %	1929 Octobre......	38°	12 %
Mars........	44	15	Novembre.....	28	17
Avril........	56	9	Décembre.....	23	16
Mai.........	65	10	1930 Janvier......	25	15
Juin.........	69	12	Février......	33	13
Juillet.......	68	10	Mars........	44	10
Août........	60	11	Avril........	56	14
Septembre...	49	13			

(*) *Nota.* — Les valeurs données plus haut représentent les moyennes mensuelles pour cinq jours de chaque mois, choisis parmi les jours clairs donnant successivement les moindres pourcentages de la radiation diffusée vers midi (entre 11 et 13 heures du temps local).

Ajoutons que le voisinage immédiat de hauts immeubles semble influencer un peu les valeurs du rayonnement diffusé mesurées à proximité. Cela résulte de quelques comparaisons solarimétriques effectuées grâce à la collaboration du Dr M. d'Halluin. Il opéra sur une terrasse de son laboratoire de recherches actinologiques, situé en pleine ville et distant de 3km environ de mon poste d'observation.

La documentation rassemblée jusqu'ici dans les Alpes-Maritimes est encore insuffisante.

Les observations faites à Nice et dans les montagnes environnantes à une altitude de 1200m montrent, pour le rayonnement diffusé par rapport à l'intensité globale, des valeurs de même ordre de grandeur que celles observées à Paris, Parc Saint-Maur, et à Washington dans les mêmes conditions.

Les pourcentages en question, calculés par rapport à l'intensité globale du rayonnement solaire, varient considérablement suivant le degré de la nébulosité. Il ne faut pas se contenter de mesures faites par temps clair, mais recourir à l'enregistrement solarigraphique continu. Seule l'étude systématique des courbes obtenues par tous les temps est susceptible de mettre en relief les avantages réels du climat solaire ds la Côte d'Azur et de le comparer aux autres régions beaucoup moins privilégiées au point de vue de la présence du Soleil non caché par les nuages.

MYCOLOGIE. — *Sur le développement du carpophore chez* Coprinus tomentosus, *Bull.* Note de M. **Chung-Hwang Chow**, présentée par P.-A. Dangeard.

Dans nos cultures pures à partir de spores de *Coprinus tomentosus*, nous avons obtenu de nombreuses fructifications, ce qui nous a permis l'étude du développement du carpophore de ce Coprin. Les coupes en série faites dans les exemplaires de tous les stades montrent que le mode de développement des lamelles chez cette espèce constitue une exception chez les Coprins.

Depuis les travaux de M. Levine (1) et de G. F. Atkinson (2) il est bien connu que le mode de développement des lamelles des Coprins constitue un

---

(1) M. Levine, *The origin and development of the lamellæ in* Coprinus micaceus (*Amer. Journ. of Bot.*, 1, 1914, p. 343-556).

(2) G. F. Atkinson, *Origin and development of the lamellae in* Coprinus (*Bot. Gaz.*, 61, 1916, p. 89-130).

caractère très particulier qui les éloigne de la plupart des autres Agaricacées.

Chez la majeure partie de ces dernières, les premières hyphes chromophiles, à extrémité libre, dressées en palissade, tapissent entièrement la surface inférieure du chapeau, les lamelles se développent par plissement progressif de cette assise d'hyphes chromophiles.

Chez les Coprins, les premières hyphes chromophiles, au lieu de constituer un revêtement continu, forment des îlots isolés et convergent autour de petites ouvertures indépendantes les unes des autres dont chacune se développe plus tard en espace entre deux lamelles consécutives. C'est pour cela que les hyphes de la trame des lamelles sont en continuité avec celles du pied et les arêtes des lamelles sont soudées entre elles avant l'épanouissement.

Les primordiums de notre espèce ayant moins de $\frac{2}{10}$ de millimètre de diamètre ne montrent extérieurement aucune différenciation, mais sur les coupes colorées, on peut distinguer une masse centrale d'hyphes indifférenciées entourée par des hyphes lâches et moins colorables du voile général.

Les coupes d'un jeune carpophore mesurant à peu près $\frac{3}{10}$ de millimètre présentent déjà un sillon annulaire et les premières hyphes chromophiles commencent à se différencier. Sur la coupe radiale de cet exemplaire, nous constatons que les hyphes chromophiles, peu nombreuses encore, d'une disposition radiale, tapissent latéralement le primordium du chapeau. Sur les coupes tangentielles de ce même individu, les hyphes chromophiles forment au-dessus du sillon annulaire une assise ininterrompue autour du chapeau.

Aux stades suivants et au fur et à mesure que le chapeau s'élargit et que ses bords se courbent vers le bas, l'assise d'hyphes chromophiles, restant unie et annulaire, passe peu à peu de la partie latérale à la partie inférieure du chapeau.

Ce n'est que dans les stades atteignant un diamètre supérieur à $\frac{5}{10}$ de millimètre que l'on peut trouver le début du développement des lamelles. Au premier abord, l'assise d'hyphes chromophiles présente une ondulation radiale irrégulière. C'est aussi à ce moment-là qu'on voit se différencier à la surface supérieure du chapeau un revêtement hyméniforme.

La marge du chapeau s'infléchit de plus en plus vers le bas et ferme finalement le sillon annulaire. Les petits mamelons d'hyphes chromophiles forment autant d'ébauches des lamelles qui se développent dans le sillon

annulaire, presque perpendiculairement à la surface inférieure du chapeau.

L'assise d'hyphes chromophiles reste ininterrompue aussi longtemps que les tranches des lamelles sont libres. Au moment où ces dernières arrivent au contact de la surface du stipe, les hyphes de la trame des lamelles viennent se joindre à celles du stipe et la continuité de l'assise d'hyphes chromophiles est ainsi interrompue. Les arêtes des lamelles ainsi soudées au stipe et même entre elles ne redeviennent libres qu'au moment de l'épanouissement du chapeau.

Nous remarquons que ce mode de développement des lamelles, quoique bien connu chez la plupart des Agarics, n'a pas été signalé jusqu'ici chez les Coprins.

Après avoir montré chez *Agaricus disseminatus* Pers. le développement des lamelles par plissement et reconnaissant les affinités de cette espèce avec les Coprins, Kühner en a fait le type d'un nouveau genre *Pseudocoprinus* qu'il considère comme un passage phylogénique entre les Coprins et les autres Agarics [1].

Notre espèce présentant tous les caractères des Coprins (lamelles à faces parallèles, déliquescentes à la fin, spores déchargées à partir de la partie inférieure sur chaque lamelle) s'éloigne du *Pseudocoprinus* de Kühner. Nous nous contentons de la laisser dans le genre *Coprinus*, en insistant seulement sur son importance, puisqu'elle réalise le passage entre le *Pseudocoprinus* d'un côté et les Coprins à développement dit coprinoïde de l'autre.

Comme le développement de tous les Coprins n'a pas été étudié, nous pensons qu'il doit exister d'autres espèces dont le développement est identique à celui de *Coprinus tomentosus*.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur le principe sucré des feuilles de Kaá-hê-é* (Stevia Rebaudiana *Bertoni*). Note de MM. **M. Bridel** et **R. Lavieille**, présentée par M. L. Mangin.

Le Kaá-hê-é est une petite plante de la famille des Composées, originaire du Paraguay et décrite par Bertoni sous le nom de *Stevia Rebaudiana* Bertoni.

Les feuilles présentent une saveur sucrée remarquable. Malgré les diffi-

---

[1] Kühner, *Le développement et la position taxonomique de* l'Agaricus disseminatus, *Pers.* (*Le Botaniste*, 20e série, 1928, p. 147-156).

cultés que l'on rencontre à se procurer cette plante, il a déjà été fait un certain nombre de recherches sur le principe auquel elle doit sa saveur sucrée, les recherches sont dues à Rebaudi, Rasenack, Dieterich et Kobert.

Le principe sucré a été obtenu à l'état cristallisé et caractérisé comme un glucoside, mais ses propriétés sont mal définies, le sucre formé par hydrolyse acide n'a pas été caractérisé et le produit non glucidique formé, corrélativement, n'a pas été étudié.

Ayant reçu du Paraguay une quantité importante de Kaá-hê-é, nous avons entrepris l'étude de son principe sucré. Ce principe a été nommé par Dieterich, *eupatorine*. Mais Bertoni a demandé qu'il soit désigné par un nom rappelant au moins le genre de la plante et a proposé *stevine*. Nous avons adopté ce nom en changeant la désinence pour nous conformer aux décisions de l'Union Internationale de la Chimie (Copenhague, 1924) et nous appelons le principe sucré du *Stevia Rebaudiana* Bertoni le *stévioside*.

Préparation. — On traite les feuilles par l'alcool à 70° bouillant. La solution alcoolique est distillée et le résidu repris par l'eau est déféqué complètement à l'extrait de Saturne. La solution, débarrassée de l'excès de plomb et filtrée, est distillée à sec. Le résidu est dissous dans l'alcool méthylique et la solution additionnée d'alcool absolu qui précipite des sels et des impuretés organiques. La solution est évaporée à sec et le résidu dissous dans l'alcool méthylique et précipité par l'éther. Après 2 ou 3 opérations semblables, le stévioside cristallise. On le recueille et on le purifie par une cristallisation dans l'alcool méthylique suivie d'une cristallisation dans l'alcool absolu. Rendement 60^{g} environ par kilogramme de feuilles sèches.

Propriétés. — Le stévioside pur, cristallisé dans l'alcool absolu, se présente comme une poudre légère, incolore, constituée au microscope par des prismes allongés, incolores. Il est inodore. Il possède une saveur extrêmement sucrée quand on en met une très petite quantité sur la langue; cette saveur rappelle celle de la feuille elle-même; en quantité plus forte, cette saveur fait place rapidement à une saveur amère assez prononcée.

Le stévioside est environ 300 fois plus sucré que le sucre de canne.

Il fond instantanément au bloc Maquenne à + 238-239°. Dieterich a indiqué 214-215° : son produit n'était donc pas pur.

Le stévioside se conserve à l'air sans altération, mais il augmente ou diminue de poids suivant l'état hygrométrique de l'air. Toutefois, un échantillon, possédant une teneur en eau déterminée, enfermé dans un flacon sec et bien bouché, ne subit plus que des variations insensibles.

La teneur en eau, déterminée à +50°, dans le vide, est variable. On a trouvé : 5,85; 6,08; 7,50; 8,52 pour 100.

Le stévioside est lévogyre, $\alpha_D = -31°,81$ pour le produit anhydre. La solution aqueuse mousse très fortement par agitation. En quelques heures, une solution à $0^g,50$ pour 100, faite à froid, laisse déposer un produit en aiguilles feutrées qui est un hydrate moins soluble contenant 10,43 pour 100. Cet hydrate a un pouvoir rotatoire de $\alpha_D = -28°,77$ (soit $-32°,11$ pour le produit anhydre). Il fond à $+228°$-$229°$.

Le stévioside n'est hydrolysable ni par l'émulsine, ni par la rhamnodiastase, ni par la levure de bière séchée à l'air, ni par la poudre d'*Aspergillus niger*.

L'acide sulfurique à 5 pour 100 l'hydrolyse complètement en 3 heures au bain-marie bouillant. Le produit non glucidique, insoluble, se dépose cristallisé. Il représente 40,38 pour 100 du stévioside anhydre. Le produit non glucidique, pour lequel nous proposons le nom de *stéviol*, cristallise à l'état pur et anhydre dans l'alcool à 55°.

Le sucre réducteur, resté en solution, représente 67,08 pour 100 du stéviol anhydre. Il est uniquement constitué par du glucose α qui a été obtenu à l'état pur et cristallisé.

Le stévioside doit renfermer deux molécules de glucose pour une molécule de stéviol.

Remarquons que la saveur extrêmement sucrée disparaît par hydrolyse. Le liquide ne possède plus que la saveur sucrée faible du glucose, car le stéviol, insoluble, est insipide.

ZOOLOGIE. — *Sur une nouvelle Myxosporidie du genre* Chloromyxum *observée chez la Carpe*. Note de M. F. **Touraine**, présentée par M. M. Caullery.

Parmi les nombreuses Myxosporidies parasites de la Carpe (*Cyprinus carpio* L.), on ne connaît jusqu'ici qu'une seule espèce se rapportant au genre *Chloromyxum*, et décrite au Japon par Fujita : c'est *Chloromyxum koi*, qui habite la vésicule biliaire et se caractérise par des spores de grande taille (16^μ) ornées de bourrelets saillants et parallèles.

Sur un lot de 6 Carpes provenant d'un grand élevage du centre de la France et communiqué pour examen sanitaire au Laboratoire d'Hydrobiologie et de Pisciculture de Grenoble, nous avons observé récemment un autre *Chloromyxum* biliaire, très nettement différent de l'espèce japonaise. Dans la présente Note, nous décrivons cette nouvelle espèce sous le nom de *Chloromyxum Legeri* n. sp., la dédiant à M. Léger.

Les 6 Carpes examinées renfermaient toutes des *Chloromyxum Legeri* dans leur vésicule biliaire, mais l'infection était de faible intensité. D'ailleurs aucun symptôme digne d'attention ne trahissait la présence du parasite. Seul l'examen microscopique du contenu biliaire nous le fit découvrir.

La forme végétative de *Chloromyxum Legeri*, libre au sein de la bile, est représentée par des trophozoïtes incolores, au contour plus ou moins arrondi dont le plus grand diamètre ne dépasse guère 28 à 30^{μ}. Ces trophozoïtes nous ont toujours paru immobiles, bien qu'ils présentent très fréquemment, en un point de leur surface, une émanation protoplasmique qui semble hérissée de courts pseudopodes.

Leur cytoplasme, peu granuleux, ne montre pas de différenciation en ectoplasme et endoplasme. Il est limité par une mince cuticule, sur laquelle nous avons presque toujours observé des corpuscules colorables comme des bactéries. Il semble même que, chez certains individus, ces bactéries aient exercé une action dissolvante sur le cytoplasme superficiel du parasite.

A l'intérieur du cytoplasme, on observe de nombreux noyaux de grosseur inégale, parmi lesquels nous ne pouvons pas distinguer de façon certaine les noyaux végétatifs des noyaux génératifs. Quelques-uns sont épars, mais la plupart forment de petits groupes plus ou moins individualisés, qui représentent des stades de début des pansporoblastes.

On observe d'ailleurs des spores plus ou moins développées au sein des trophozoïtes les plus évolués. Dans les individus de taille moyenne, le nombre des spores le plus fréquent est 2 ou 3. Mais des trophozoïtes de plus grande taille peuvent en renfermer jusqu'à 10. Des spores mûres se rencontrent en assez grand nombre dans la bile, et nous en avons retrouvé quelques-unes dans le contenu intestinal.

Les spores de *Chl. Legeri* présentent leurs 4 capsules rassemblées à un même pôle, disposition caractéristique du genre *Chloromyxum*. Leur taille est relativement petite; leur forme, presque sphérique, mais cependant légèrement comprimée suivant le plan sutural. *In vivo*, elles présentent les dimensions suivantes : diamètre maximum de la spore (diamètre du plan sutural) $7^{\mu},5$; diamètre minimum de la spore (perpendiculaire au plan sutural) 6^{μ}; Longueur des capsules 4^{μ}.

La ligne suturale des deux valves forme une crête saillante circulaire, et, de chaque côté de cette crête, deux stries fines et parallèles limitent un léger bourrelet parallèle à la suture.

Ces caractères différencient très nettement *Chloromyxum Legeri* de *Chloromyxum koi*, dont les spores, beaucoup plus grosses, sont relevées d'ornements très saillants.

Parmi les formes connues qui présentent quelques analogies avec *Chloromyxum Legeri*, nous relevons *Chloromyxum fluviatile* Thélohan qui parasite *Squalius cephalus* Linné, et dont les spores subsphériques ont un diamètre de 7 à 8μ. Bien que l'auteur n'en ait donné qu'une description beaucoup trop brève et qu'aucun auteur plus récent ne semble l'avoir mentionnée, nous ne croyons pas qu'il puisse y avoir de confusion entre les deux espèces. Les spores de *Chloromyxum fluviatile* présentent, en effet, de petites pointes superficielles qui n'existent pas chez *Chloromyxum Legeri*. Par ailleurs, Thélohan ne signale point de bourrelets parallèles à la suture.

Une ressemblance plus accusée rapprocherait plutôt notre nouvelle espèce de *Chloromyxum trijugum* Kudo, qui parasite les Lepomis de l'Amérique du Nord et qui présente des spores biconvexes ornées d'un bourrelet de part et d'autre de la suture. Toutefois les spores de *Chloromyxum trijugum* sont nettement plus grosses, leur forme est bien plus comprimée et leurs bourrelets sont beaucoup plus apparents que chez *Chloromyxum Legeri*.

Nous donnerons une description détaillée avec figures de cette nouvelle espèce.

PHYSIOLOGIE. — *Sur la séparation des hormones sexuelles antagonistes dans les extraits du lobe antérieur de l'hypophyse.* Note de M. **P. Lépine**, présentée par M. Roux.

Zondek (1) a considéré l'action exercée par le lobe antérieur de l'hypophyse sur l'ovaire comme étant la résultante de deux hormones, dont l'une, ou prolan A, détermine la maturation des follicules [Zondek et Ascheim (2), Smith et Engle (3)], et l'autre, ou prolan B, provoque l'interruption de l'œstrus et le développement du corps jaune [Evans et Long (4)]. Ces deux facteurs, que l'on a étudiés par l'action physiologique des urines gravidiques ou pathologiques, coexistent dans les extraits hypophysaires d'où ils n'ont pu être isolés. Nous avons réussi, en expérimentant sur des extraits de lobe antérieur de bovidés, préparés au laboratoire, à mettre en évidence soit l'une, soit l'autre des deux hormones antagonistes.

---

(1) Zondek, *Deutsch. Med. Wochen.*, 56, 1930, p. 300.

(2) Zondek et Ascheim, *Zeitschr. f. Geburts. u. Gynäk.*, 90, 1926, p. 372.

(3) Smith et Engle, *Am. Journ. Anat.*, 40, 1927, p. 159.

(4) Evans et Long, *Anat. Record*, 21, 1921, p. 62.

Nous avons pris pour test l'action exercée sur les ovaires de la lapine adulte au repos sexuel, examinés macroscopiquement et microscopiquement, par l'injection d'extrait (à la dose de 1 à 3^{cm^3} suivant les cas), pendant trois jours consécutifs, l'animal étant sacrifié le quatrième jour.

Il est reconnu que les extraits alcalins sont seuls actifs. Si l'on prépare un extrait aqueux acide et qu'on l'alcalinise progressivement, on constate qu'à partir de pH 6,4 l'extrait détermine une multiplication intense des follicules avec maturation hâtive de follicules clairs. A pH 6,8 on rencontre les premiers phénomènes de lutéinisation; au-dessus de pH 7, on observe les follicules hémorragiques typiques, le maximum d'activité de l'extrait étant entre pH 7,4 et 7,8. Il ne s'agit pas là, comme nous l'avons cru d'abord, de l'action d'un principe actif unique provoquant à l'état acide la maturation folliculaire et à l'état alcalin la lutéinisation des follicules. Si l'on filtre, sur bougie Chamberland L3 ou Berkefeld V, un extrait alcalin (pH 7,6 à 8,2) ayant l'action du prolan B, les premières fractions du filtrat ne renferment que du prolan A. D'autre part, les dosages comparatifs montrent que les doses actives minima d'un même extrait sont 4 à 5 fois plus élevées pour le prolan A que pour le prolan B. Nous pensons donc que le prolan A coexiste avec le prolan B, mais que, s'il peut être mis en évidence dans les extraits acides où le prolan B est inactif, il est, dans les extraits alcalins, masqué par le prolan B beaucoup plus abondant. Nous n'avons pu différencier nettement les deux principes ni par la chaleur ni par les précipitations fractionnées, mais nous avons pu les séparer dans l'expérience suivante qui met en évidence la *possibilité d'extraire le prolan A dans un excipient huileux émulsionné :*

On agite longuement 25^{cm^3} d'un extrait hypophysaire alcalin (pH 7,8) partiellement désalbuminé, avec une égale quantité d'huile d'olives stérilisée, puis on sépare par centrifugation légère la fraction huileuse émulsionnée de la fraction aqueuse. Les lapines 82 M et 83 M reçoivent l'extrait huileux en injection intramusculaire : la lapine 82 M montre le 4ᵉ jour des ovaires bourrés de follicules clairs, sans lutéinisation (vérification histologique), la lapine 83 M qui présentait un début de gestation avorte le 3ᵉ jour. Les lapines 84 M et 85 M reçoivent l'extrait aqueux en injection intrapéritonéale; le 4ᵉ jour leurs ovaires sont le siège d'une réaction intense avec follicules hémorragiques typique (vérification histologique).

Conclusion. — Nous avons pu mettre en évidence dans un extrait de lobe antérieur d'hypophyse la coexistence de deux hormones sexuelles antagonistes, dont l'une provoque la maturation folliculaire de la femelle adulte et l'avortement de la femelle gestante, et dont l'autre détermine la forma-

tion de follicules hémorragiques et de corps jaunes. Il est possible d'extraire, au moins partiellement, l'hormone de maturation folliculaire, présente en moindre quantité, soit par filtration, soit par émulsion dans l'huile.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Action du sérum sanguin sur le chlorhydrate de morphine en présence d'eau oxygénée.* Note de MM. **A. Leulier** et **B. Drevon**, présentée par M. H. Vincent.

Pour transformer la morphine en pseudomorphine par oxydation minérale ou par oxydation biochimique, on a préconisé l'action : du ferricyanure de potassium [Bertrand (1)], de l'eau oxygénée en présence de cyanure double de cuivre et de potassium [Denigès (2)] et enfin du suc de *Russula delica* [Bougault (3)]. Il ne semble pas démontré que pareille transformation puisse être réalisée par perfusion du foie avec une solution de chlorhydrate de morphine. R. Fabre (4), par exemple, constate seulement la transformation de la morphine en une substance inconnue, présentant cependant les réactions générales des alcaloïdes.

Au cours de nos recherches sur les transformations possibles de la morphine dans l'organisme animal, nous avons été amenés à étudier l'action des sérums thérapeutiques ou des sérums frais humain ou animal (cobaye) sur le chlorhydrate de morphine. Dans une première série d'expériences nous avons remarqué, pour tous les sérums étudiés, que leur action sur le chlorhydrate de morphine se bornait à une précipitation de la base sous forme de rosettes d'aiguilles. Mais si, à ces sérums, on ajoute une certaine quantité d'eau oxygénée, il se précipite peu ou pas de morphine et au contraire apparaît un précipité amorphe d'oxydimorphine que l'on peut caractériser par ses réactions spécifiques. Ce précipité est d'importance variable et ne correspond pas à la totalité du chlorhydrate de morphine mise en œuvre.

---

(1) G. Bertrand et Meyer, *Recherches sur la pseudomorphine* (*Annales de Chimie*, 17, 1909, p. 501).

(2) Denigès, *Préparation de la pseudomorphine par catalyse minérale* (*Bulletin Soc. chim.*. 9, 1911, p. 264).

(3) Bougault, *Oxydation de la morphine par le suc de* Russula delica (*Journal Pharm. et Chimie*, 2, 1902, p. 49).

(4) Fabre, *Le sort de la morphine dans l'organisme* (*Journal Pharm. et Chimie*, 2, 1924, p. 183).

Voici comment il convient d'opérer : 10^{cm^3} de sérum sont additionnés de $0^g,10$ de chlorhydrate de morphine en solution aqueuse à $1/20^e$ et de 2^{cm} d'eau oxygénée à 6 pour 100 de H^2O^2 (eau oxygénée à 20 vol.).

Après 12 heures on centrifuge et le précipité est lavé trois fois, avec, chaque fois, 5^{cm^3} d'eau distillée. Pour caractériser l'oxydomorphine, nous avons eu recours à deux réactions de coloration et à l'examen des formes cristallines du sulfate.

Bougault [1] a démontré que l'oxydimorphine traitée par l'acide sulfurique concentré, puis par une trace de solution aqueuse de formaldéhyde très diluée, donnait une coloration verte. C'est une coloration de ce genre que donne ce même alcaloïde traité à froid par une trace d'eau oxygénée officinale (10^{vol}), puis par le réactif de Marquis (Leulier et Dubreuil) [2]. Dans ce dernier cas, la réaction est vert émeraude intense et très persistante, si l'on opère sur 1^{mg} de base et sans excès d'eau oxygénée. Dans les mêmes conditions, la morphine vire au jaune.

D'autre part 1^{mg} environ d'oxydimorphine traité par une trace de trioxyméthylène, puis par l'acide sulfurique concentré, donne une coloration rouge orangé qui persiste après chauffage d'une minute au bain-marie bouillant. Dans de telles conditions la coloration violette donnée par la morphine vire au brun noirâtre.

Le sulfate d'oxydimorphine cristallise en forme de navette et ces cristaux sont biréfringents, alors que ceux de la base cristallisée ne le sont pas. Dans le cas des sérums, d'ailleurs, cette dernière précipite toujours à l'état amorphe. Comme nous avons toujours obtenu ces réactions avec la plus grande netteté, nous pouvons affirmer sans crainte la formation d'oxydimorphine.

On pouvait se demander si, en milieu purement minéral de pH voisin du sérum, il était possible d'observer semblable réaction. Des solutions minérales établies à l'aide de phosphate monopotassique et de phosphate disodique nous ont permis, d'après une technique connue, de réaliser une échelle de pH variant de 7,2 à 7,8. De telles solutions additionnées de chlorhydrate de morphine et d'eau oxygénée, dans les mêmes proportions

---

(1) Bougault, *Oxydation de la morphine par le suc de* Russula delica (*Journ. Ph. et Chim.*, 2, 1902, p. 49).

(2) Leulier et R. Dubreuil, *Réactif de Marquis et oxydomorphine* (*C. R. Soc. Biol.*, 93, 1925, p. 1313).

que les sérums, laissent cristalliser de la morphine sans qu'il nous ait été possible d'y déceler la pseudomorphine.

De ceci il résulte donc que les sérums animaux sont capables en présence de peroxyde d'hydrogène de transformer partiellement la morphine.

SPECTROCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les spectres de fluorescence des phycochromoprotides étudiés en solution et dans une algue vivante.* Note de MM. **Ch. Dhéré** et **M. Fontaine**, présentée par M. L. Joubin.

Les phycochromoprotides comprennent les phycocyanines et les phycoérythrines. Nous avons pu disposer pour nos recherches d'une phycocyanine (d'*Aphanizomenon flos aquæ*) et d'une phycoérythrine (de *Ceramium rubrum*) préparées à un état de pureté exceptionnelle, dans le laboratoire de physico-chimie du professeur Svedberg (Upsala), par le Dr Arne Tiselius (1), à qui nous exprimons nos vifs remerciements. Sauf cette phycocyanine, les quelques phycochromoprotides examinés provenaient d'algues marines.

Les travaux récents de R. Lemberg (2) ont montré l'existence dans ces pigments d'un groupement phycobilinique, se rattachant aux pigments biliaires et à l'urobiline. L'un de nous a fait des constatations plus ou moins analogues en étudiant la rufescine, pigment rouge des coquilles de l'*Haliotis rufescens* (gastéropode) (3).

La fluorescence, extrêmement forte, des phycochromoprotides a été déjà observée et même étudiée avec soin par plusieurs auteurs, notamment par Lemberg. Nos recherches nous ont pourtant fourni divers résultats nouveaux; elles ont été effectuées par spectroscopie et par spectrographie (rayons excitateurs compris entre λ 420 et λ 335 environ; arc entre charbon) (4). Quelques-uns de nos spectrogrammes sont reproduits ici (sans aucune retouche).

---

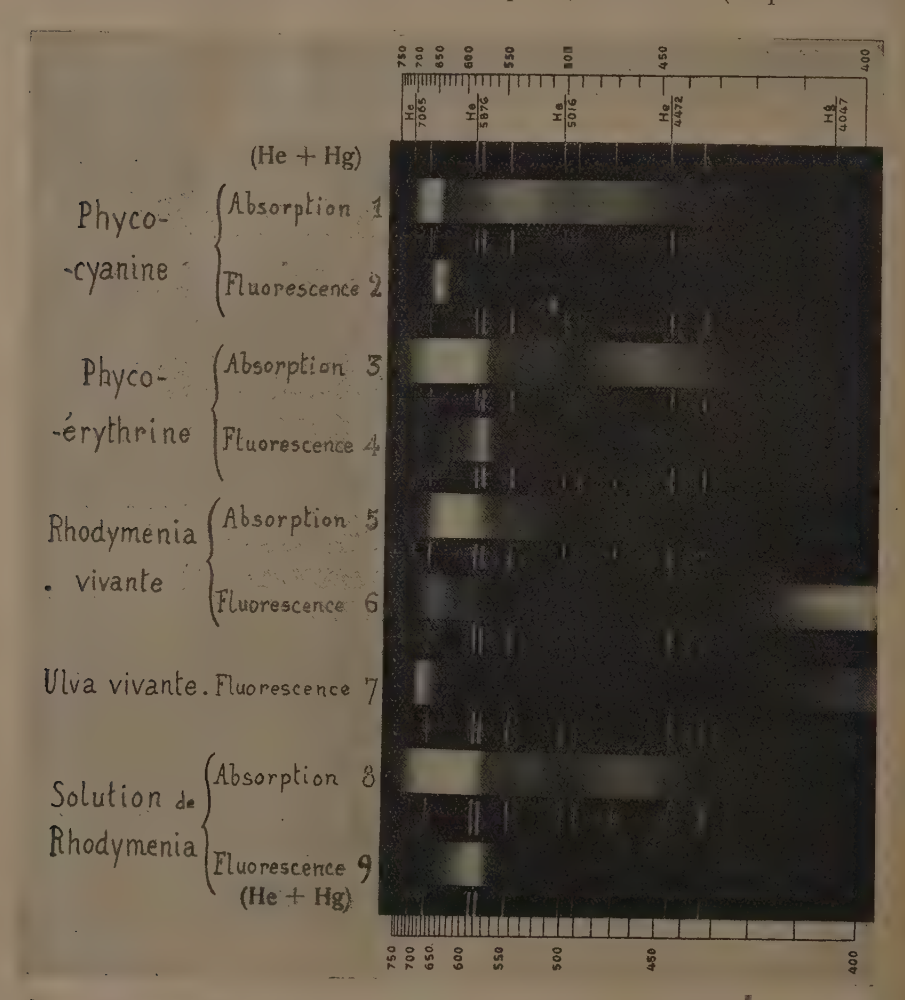
(1) Pour la préparation et les propriétés électriques colloïdales de ces pigments, consulter A. Tiselius, *Nova Acta R. Societatis Scientiarum Upsaliensis*, 4e série, 7, 1930, p. 48.

(2) R. Lemberg, *Annalen der Chemie*, 461, 1928, p. 46 et 477, 1930, p. 195.

(3) Ch. Dhéré et Chr. Baumeler, *Archives internationales de Physiologie*, 32, 1930, p. 55.

(4) L'excitation par la raie Hg λ 365 convient aussi parfaitement.

La phycocyanine d'*Aphanizomenon* (¹) ne possède, dans le spectre visible, qu'une seule forte bande d'absorption, dont l'axe (d'après notre



photographie n° 1) serait sur λ 625; le maximum correspondant à λ 615,

(¹) Solution aqueuse ne contenant, comme substance étrangère, qu'une trace de sulfate d'ammonium. Il en est de même pour la solution utilisée de phycoérythrine pure.

d'après Svedberg ([1]). La bande de *fluorescence* (n° 2) est comprise entre 686 et 626; elle est surtout forte de 665 à 645 (axe 655). Pour la phycoérythrine de *Ceramium*, nous avons comme axe de la première bande d'absorption (n° 3) λ568 (maximum sur λ566, d'après Svedberg); et comme axe de la bande de *fluorescence* (n° 4), λ600 ou λ582, suivant que l'on considère toute cette bande (639 à 561) ou seulement la portion la plus lumineuse (589 à 575). Par spectroscopie, Lemberg a vu une bande étendue de 675 à 570.

Les spectres d'absorption (n° 5) et de fluorescence (n° 6) de *Rhodymenia palmata* vivante, ainsi que des pigments en solution (n^os^ 8 et 9) sont complexes. Pour la *Rhodymenia* vivante, l'axe de la bande d'absorption I est sur λ674. Quant au spectre de *fluorescence* de la *Rhodymenia* vivante, il comprend trois bandes lumineuses. La première (dont l'intensité relative semble assez variable) est sur λ677 ou 678 et provient évidemment de la chlorophylle contenue dans cette algue. C'est ce que montre la comparaison avec le spectre de *fluorescence* d'une chlorophycée *Ulva lactuca* vivante (n° 7) spectre constitué par une bande (géminée) comprise entre 708 et 641. La seconde bande de fluorescence de la *Rhodymenia* vivante est remarquablement forte : elle est comprise entre 658 et 632 (axe 645) et doit être attribuée au constituant phycocyanique. Elle manquait au contraire presque complètement dans le cas de la solution pigmentaire (extrait aqueux). Enfin la troisième bande de fluorescence est comprise entre 603 et 567 (axe 585) pour la *Rhodymenia* vivante. Dans le cas de la solution, on avait pour l'axe de la bande intense λ581; mais, en mesurant les bords extrêmes (662 à 558), l'axe se trouve sur 610, ce qui doit provenir d'un peu de phycocyanine mélangée à la phycoérythine dissoute.

L'intérêt de nos résultats concernant la fluorescence de la phycocyanine et de la phycoérythrine ne peut être exactement saisi qu'en considérant qu'il s'agit de pigments en majeure partie protéiques, dont la molécule normale a un poids approximatif de 200000 (34500 × 6 environ), d'après Svedberg ([2]), et qui forment des solutions colloïdales typiques.

([1]) The Svedberg (et collaborateurs), *Journ. of the American Chemical Society*, 50, 1928, p. 525, et 51, 1929, p. 3573.

([2]) The Svedberg, *Kolloid-Zeitschrift*, 51, 1930, p. 10.

BIOLOGIE PHYSICO-CHIMIQUE. — *Action stimulante à distance, exercée par certaines suspensions bactériennes, à travers le quartz, sur l'éclosion du moustique de la fièvre jaune.* Note de M. **J.** et M^me^ **M. Magrou** et M. **E. Roubaud**, présentée par M. F. Mesnil.

Certains œufs du *Stegomyia* de la fièvre jaune (*Aëdes ægypti*) renferment une larve prête à éclore, mais affectée d'un état d'inertie spécial dont elle ne se libère que sous des actions excitatrices extérieures [1]. On pouvait se demander si l'action à distance de certaines suspensions bactériennes, capables de provoquer sur l'œuf d'oursin, à travers le quartz, des anomalies de développement caractéristiques, n'était pas susceptible d'être perçue par la larve de *Stegomyia* dans l'œuf durable, et d'agir sur elle comme un excitant d'éclosion [2].

Afin de contrôler cette hypothèse, nous avons exposé différents lots d'œufs durables de *Stegomyia* aux effets à distance développés par les suspensions de *B. tumefaciens* en cultures de 24 heures, et de staphylocoque doré en cultures de 8 heures. L'appareillage était celui dont J. Magrou et M^me^ M. Magrou ont fait usage pour expérimenter sur l'oursin [3] : récipients superposés, dont l'un, renfermant la suspension microbienne, est tenu hermétiquement clos. Les œufs à traiter, placés sur une nappe d'eau dans le récipient supérieur, étaient isolés de tout contact avec la culture sous-jacente ou ses émanations gazeuses par une glace de quartz scellée à la picéine sur le récipient inférieur.

Les témoins étaient placés dans des récipients identiques mais sans culture. Toutes les expériences furent faites au thermostat réglé à 25° C.

L'ensemble des expériences a permis de reconnaître qu'effectivement les larves des œufs durables semblent impressionnées à distance par les cultures, à travers le quartz et la paroi de l'œuf. En effet des éclosions se sont constamment produites, en proportion assez faible il est vrai, dans les lots exposés, tandis qu'aucune éclosion ne s'est manifestée dans le même temps chez les témoins correspondants non traités.

Ainsi, sur un total de 194 œufs soumis à l'action du *B. tumefaciens* sous

---

(1) É. Roubaud, *Ann. de l'Inst. Pasteur*, 43, 1929, p. 1093.

(2) Certains microorganismes exercent dans l'eau sur l'éclosion des œufs durables une influence favorisante, comme l'a vu le premier Bacot.

(3) J. et M. Magrou, *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 84.

quartz, 31 éclosions furent notées dans les 24-48 heures; sur 203 œufs témoins, aucune éclosion.

Sur 78 œufs soumis à l'action du Staphylocoque sous quartz, 7 éclosions furent obtenues dans les 24 heures ; sur 69 œufs témoins, aucune éclosion.

D'autre part, sur 28 œufs placés comparativement en présence de bouillon bactériologique stérile, sous quartz, aucune éclosion n'apparut dans les 24 heures. Après infection spontanée du bouillon, 6 éclosions surviennent du 2ᵉ au 5ᵉ jour.

En remplaçant le quartz par une lame de verre, quelques résultats d'éclosion ont été également constatés, mais toujours inférieurs à ceux du quartz.

Ainsi, avec le Staphylocoque, 33 œufs traités sous quartz ont donné 4 éclosions ; 33 œufs traités sous verre, 1 éclosion.

Avec le *tumefaciens*, deux essais comparatifs ont donné :

			Éclosions.
	I.		
Émulsion sous quartz	:	9 œufs traités................	5
Émulsion sous verre	:	8 œufs traités................	2
Témoin sans émulsion	:	10 œufs........................	0
	II.		
Émulsion sous quartz	:	169 œufs traités..............	22
Émulsion sous verre	:	23 œufs traités................	2
Témoin sans émulsion	:	167 œufs.......................	0

Les lots d'œufs, ayant résisté à l'éclosion après exposition aux suspensions bactériennes sous quartz, n'en ont pas moins traduit une certaine activation, révélée par une sensibilité accrue à l'égard d'excitations secondaires très faibles.

Ainsi, sur 147 œufs ayant subi sans éclore l'action à distance de *B. tumefaciens,* des agitations légères ont provoqué 28 éclosions subimmédiates, alors que les mêmes excitations, sur 198 œufs témoins, n'ont fourni que 10 éclosions.

Sur 171 œufs ayant résisté à l'action du Staphylocoque, l'agitation ou l'exposition à 13° C. pendant une minute ont déterminé 30 éclosions subimmédiates, alors que les mêmes influences sur 78 œufs témoins n'ont provoqué que 3 éclosions.

Les œufs soumis aux actions bactériennes *sous verre* n'ont pas réagi aux actions secondaires.

Quelques essais réalisés avec les œufs de *Stegomyia* (*Aëdes*) *annandalei*

n'ont pas révélé pour cette espèce stégomyienne la même sensibilité que celle de l'*Aëdes ægypti* aux actions bactériennes à distance (¹).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la formation de d-arabinotétraoxybutyl-4-imidazol à basse température, à partir du glucose et du lévulose, en solution d'hydroxyde de cuivre ammoniacal.* Note (²) de M. **J. Parrod**, présentée par M. G. Urbain.

M. Pierre Girard et moi (³) avons signalé que l'oxydation du lévulose par l'oxyde de cuivre ammoniacal et l'oxygène, à la température du laboratoire, conduit à l'acide oxalique et à l'oxyméthyl-4-imidazol, et souligné l'intérêt biologique que présente la synthèse du noyau imidazol dans de telles conditions.

A partir du glucose, on obtient de la même façon de l'acide oxalique mais pas d'oxyméthyl-4-imidazol.

Une étude plus approfondie des produits de l'oxydation de ces deux sucres m'a permis d'en extraire l'imidazol lui-même ainsi qu'une base présentant un pouvoir rotatoire gauche : le *d*-arabinotétraoxybutyl-4-imidazol

```
                  H   OH  OH
     //N — C — C — C — C — CH²OH
CH<       ||   OH  H   H
     \NH — CH
```

Cette formule de constitution, qui s'accorde bien avec les résultats de l'analyse élémentaire, rend compte du fait qu'on obtient la même substance, possédant un pouvoir rotatoire gauche, à partir du glucose et du lévulose.

Cette substance présente deux réactions des imidazols : coloration rouge par le *p*-diazobenzènesulfonate de soude et précipitation par le nitrate d'argent ammoniacal.

Enfin j'ai pu en réaliser la synthèse par un procédé général de préparation

(¹) Ajoutons que les suspensions de levures (*Debaryomyces*, *Saccharomyces*) ou les mélanges oxydants (bleu de méthylène, phénosafranine réduits), actifs à travers le quartz sur les œufs d'oursin, n'ont exercé aucune action sur les œufs de Stegomyia, dans les mêmes conditions.

(²) Séance du 20 avril 1931.

(³) *Comptes rendus*, 190, 1930, p. 328.

des imidazols : condensation des α-dicétones (ici le glucosone) avec l'ammoniaque et le formol.

Le produit obtenu dans ces dernières conditions n'a pu être purifié à fond, son point de fusion restant inférieur de 2° à celui préparé à l'aide de l'oxyde cuivrique ammoniacal, mais le mélange des deux corps élève de 1° ce point de fusion et d'autre part les diagrammes de rayons X, obtenus par M. Champetier, reproduits ci-dessous, sont identiques (voir les figures).

1. Diagramme de rayons X du tétraoxybutyl-4-imidazol préparé à partir du lévulose et de l'oxyde de cuivre ammoniacal.
2. Diagramme du même corps préparé par condensation du glucosone avec l'ammoniac et le formol.
(Raies K_α et K_β du cuivre.)

Parmi les interprétations possibles des résultats ci-dessus, la plus simple est d'admettre les réactions suivantes :

1° Hydrolyse partielle des sucres conduisant à l'aldéhyde glycolique dans le cas du glucose; à l'aldéhyde glycérique et à la dioxyacétone dans le cas du lévulose; au formol dans tous les cas.

2° Oxydation en α des aldoses et cétoses présents, celle de l'aldéhyde glycolique se trouvant poussée en partie jusqu'à l'acide oxalique.

3° Condensation des α-céto-aldéhydes formés avec l'ammoniaque et le formol.

Technique. — On fait passer un courant d'air dans un mélange contenant : lévulose (1 mol/g), 180^g; $Cu(OH)^2$ (2 mol/g), 200^g; NH^3 à 20 pour 100 (16 mol/g), 1500^{cm^3}; eau, q. s. p. 4000^{cm^3}.

La liqueur bleue, d'abord limpide, laisse déposer bientôt une poudre verte. Après 15 jours, on filtre.

Traitement du filtrat. — On évapore à sec dans le vide, puis on reprend par l'acide acétique au 1/5. Le résidu légèrement bleuâtre, mis en suspension dans l'eau, traité par H^2S à saturation, donne de l'oxalate acide d'imidazol.

Traitement du précipité. — On met en suspension dans l'eau, sature de H^2S, filtre, évapore à sec, reprend par l'eau, ajoute de l'acétate de plomb en excès. Le précipité formé à ce moment est filtré. Au filtrat débarrassé du plomb par H^2S, évaporé à sec, puis repris par l'eau, on ajoute de l'acide picrique solide qu'on dissout à l'ébullition. Par refroidissement, il cristallise le picrate d'oxyméthylimidazol. Les eaux mères concentrées à petit volume laissent déposer le picrate de tétraoxybutylimidazol. Afin d'en isoler la base, on dissout dans l'eau tiède et on ajoute un petit excès d'acide sulfurique. Il cristallise de l'acide picrique que l'on filtre; ce qui en reste en solution est extrait par épuisement à l'éther. On élimine l'acide sulfurique par le carbonate de baryte. Après concentration à petit volume, il cristallise par refroidissement la base libre qu'on décolore ensuite au noir et purifie par plusieurs cristallisations dans l'eau.

Fines aiguilles incolores, $F = 164°$, $[\alpha]_D = -19°,5$, un peu solubles dans l'eau froide, très solubles dans l'eau chaude, insolubles dans les autres solvants usuels.

Analyse élémentaire : C 44,70, H 6,52, N 14,91 (théorie : C 44,65, H 6,43, N 14,89).

Le glucose, traité comme le lévulose, se comporte de façon analogue.

Préparation du tétraoxybutyl-4-imidazol à partir du glucosone. — Le glucosone est préparé à partir de 12^g de glucosasone par la méthode de Paul Mayer (¹). Sa solution, réduite à 25^{cm^3}, additionnée de 5^{cm^3} de formol à 40 pour 100, est entourée de glace et saturée d'ammoniac sec. On laisse reposer une nuit, on évapore à sec dans le vide, on reprend par l'eau et on ajoute de l'acide picrique qu'on dissout à l'ébullition. Par refroidissement cristallisent des picrates qu'on essore. Le filtrat, épuisé à l'éther pour enlever l'acide picrique en excès, est concentré. Un nouveau picrate, mélangé à du picrate d'ammoniaque, cristallise. On essore et on purifie par cristallisations dans l'eau, puis dans l'alcool. On le traite ensuite comme précédemment pour extraire la base.

(¹) *Biochem. Zeitschr.*, **40**, 1912, p. 455.

PROTOZOOLOGIE. — *Nouvelles observations sur le plasmode généralisé et les kystes à mérozoïtes de* Sabellaria spinulosa *Leuck.* Note de M. **Armand Dehorne**, présentée par M. F. Mesnil.

Nous avons signalé [1] l'existence chez ce polychète d'un plasmode parasitaire qui s'insinue dans tous les tissus. En même temps, on trouve toujours, dans l'épithélium intestinal de la queue, des sortes de kystes à mérozoïtes, parfois très nombreux, qui sont des stades évolutifs du plasmode. De nouvelles recherches confirment nos premiers résultats; tous les individus des deux sexes étudiés se sont montrés envahis par des formations plasmodiales extraordinairement étendues et bourrées de courts bâtonnets mitochondriaux.

Fréquemment, dans l'épiderme, les branches du plasmode montrent d'énormes épaississements en forme de blocs irréguliers ou de volumineux tortillons. Dans ces parties hypertrophiées, le chondriome disparaît presque en entier en commençant par l'intérieur, et le cytoplasme se transforme en une substance homogène colorée en bleu céleste par la méthode de Volkonsky; plus tard, elle présente une teinte naturelle brun jaunâtre rappelant celle des pigments mélaniques. De telles transformations du plasmode, peut-être dégénératrices, se rencontrent aussi, de place en place, dans la musculature longitudinale, dans l'intervalle entre celle-ci et la basale épidermique, et à la bordure cœlomique.

Dans l'épithélium intestinal de la queue, il existe toujours, quoique en nombre très variable, une certaine catégorie d'éléments qu'on serait tenté de considérer comme des cellules glandulaires. Ce sont en réalité des expansions, à un ou plusieurs noyaux, du plasmode installé à la base de l'épithélium sous forme d'un réseau basilaire. La plupart de ces expansions simples, arrondies, ne montent pas jusqu'à la lumière; il en est de ramifiées, qui insinuent leurs branches irrégulières soit parallèlement à la basale, soit obliquement entre les cellules propres de l'intestin. D'autres envoient jusqu'à la garniture ciliaire un mince prolongement sinueux dont la gracilité est remarquable et qui se termine par une pointe extrêmement petite. Toutes ces formations s'altèrent par l'emploi des fixateurs ordinaires, et l'acide acétique y fait apparaître quelquefois des grains qui sont de purs artefacts.

---

(1) A. Dehorne, *C. R. Soc. de Biol.*, 104, Paris, 1930, p. 647.

Par la méthode de Volkonsky, on obtient une indication intéressante : leur noyau se teint en rouge vif, tandis que normalement les noyaux doivent prendre le bleu. Leur cytoplasme, pauvre en chondriome, est faiblement rosé et il se trouve occupé presque en entier par une production azurophile curieuse qui enserre étroitement le noyau rouge. C'est un ensemble de boyaux bosselés, irréguliers et contournés, d'aspect spumeux ou à structure maillée, avec des parois basophiles diversement épaissies et un contenu clair traversé de tractus également basophiles. Ces boyaux rappellent les aspects réticulés de certains gros chromosomes d'Alliacées ou d'Orthoptères, gonflés après la télophase.

Les kystes à mérozoïtes ne représentent pas un sporozoaire à forme définie, coccidie ou grégarine, en état de schizogonie ; ils sont produits par une ou plusieurs de ces pseudo-cellules glandulaires. Le noyau plasmodial n'entre pas en jeu dans la production des mérozoïtes. A un moment donné, une portion du plasmode subit une contraction qui régularise ses contours ; en même temps, par une action instantanée, dans tous les points à la fois, les boyaux maillés du système azurophile se résolvent en petits noyaux irréguliers, nus, tous égaux, *qui se trouvent d'emblée uniformément répartis dans toute l'étendue de la masse parasitaire*. Puis le cytoplasme se découpe autour de chaque noyau, retenant le bleu azur, accompagné de bâtonnets ou de filaments mitochondriaux, ce qui produit les mérozoïtes en lancettes de 9 à 13^{μ}.

BACTÉRIOLOGIE. — *Nouvelles souches bactériennes isolées de trachomateux nord-africains en suivant la technique de Noguchi*. Note de M. **Ugo Lumbroso** et Mlle **H. Van Sant**, présentée par M. Charles Nicolle.

On sait que Noguchi a isolé, d'enfants indiens trachomateux du Nouveau Mexique, une bactérie qu'il a désignée sous le nom de *Bacterium granulosum* et dans laquelle il a cru reconnaître l'agent pathogène du trachome. Son argument principal, en faveur de cette opinion, serait la reproduction de la maladie par les cultures sur certains singes.

Les conclusions de Noguchi sont contestées. Retrouvé par certains auteurs (américains), ce microbe ne l'a pas été par tous. En outre les essais de reproduction, tentés avec les cultures de Noguchi sur les singes et même sur l'homme, n'ont pas donné de résultats qui s'imposent, la plupart de ces essais ont été même incontestablement négatifs.

Dans une Note antérieure [1] l'un de nous avait relaté l'isolement, fait par lui, de cinq souches bactériennes sur sept essais, ayant porté sur des trachomateux tunisiens. Nous considérions ces souches comme voisines du microbe de Noguchi dont nous n'avions alors connaissance que par nos lectures. V. Morax nous a procuré, depuis, ces cultures. Leur étude nous a montré des différences très sensibles avec les nôtres.

La présente Note porte sur 18 souches, y compris les cinq premières. Ces souches ont été isolées en suivant la technique de Noguchi; 12 fois sur le milieu à leptospires, 3 fois sur l'agar au sang et aux sucres, 3 fois sur les deux milieux, et en partant de 29 cas de trachome florides, non traités. Ces recherches ont nécessité 2000 cultures, rien que pour l'isolement.

Jamais nous n'avons retrouvé le *B. granulosum*. Les souches, isolées par nous, peuvent être rangées, d'après leurs caractères, en trois types A, B, C, de plus en plus éloignés du microbe de Noguchi.

Type A :

Morphologie. — Coccobacille très petit, très polymorphe, présentant des formes diplobacillaires, diplococcobacillaires, diplococcoïdes et même coccoïdes. Dimensions variables, de celles du b. de Weeks le plus petit à celles d'un diphtérique court, mais mobile.

En général, Gram négatif.

Cultures. — Température optima 25°; pousse bien, mais avec retard, à la température du laboratoire; bien à 30°-37°. Pousse bien sur gélose au sang et aux sucres (début de la culture à la 48e heure), sur gélose molle à l'amidon (milieu de conservation) et sur le milieu à leptospires.

Colonies non confluentes, grasses, opaques, de dimensions variables, un peu surélevées, légèrement visqueuses et présentant un *pigment jaune d'or* dès le début du développement. — pH variable de 7,4 à 7,7.

Fermentation des sucres. — Attaque très légèrement et irrégulièrement : dextrose, lactose, galactose, maltose, saccharose, arabinose, dextrine, inuline; non mannite, dulcite, sorbite et amygdaline.

Type B :

Morphologie. — Polymorphe, mais avec prédominance de la forme bacillaire (chez A, l'aspect court, arrondi et coccoïde prédomine). Se comporte en coloration comme A.

Cultures. — Très rapides, très abondantes en 24h à 25°, sur milieu au sang et aux sucres, gélose molle à l'amidon et milieu à leptospires. Colonies confluentes, surélevées, humides, luisantes, très crèmeuses et gluantes.

---

(1) U. Lumbroso, *Nouvelles recherches sur l'étiologie du trachome. Étude d'un germe, rencontré en Tunisie, dans ses rapports avec le* Bacterium granulosum *de Noguchi* (*Comptes rendus*, 190, 1930, p. 1021).

La plupart des souches offrent un *pigment jaune vieil or au début* qui prend *ensuite une couleur vert réséda;* quelques-unes ont, dès le début, une teinte brun acajou transparent qui persiste. Les premières poussent légèrement sur gélose ordinaire et à l'opsine, les autres non.

Fermentation des sucres. — Action légère et presque constante sur : dextrine, lévulose, galactose, maltose, saccharose, dextrose, inuline, arabinose; presque nulle ou nulle sur : lactose, dulcite, mannite, sorbite, amygdaline.

TYPE C :

Morphologie. — Polymorphe; encore plus nettement bacillaire que B. Se comporte en coloration comme A et B.

Cultures. — Optimum 25°. Culture moins riche sur les milieux de Noguchi que A et B. Coloration du *bleu gris opaque au début*, au *gris bleuâtre en vieillissant.* Faible production de mucine. Développement faible (inconstant) sur gélose ordinaire et à l'opsine.

Fermentation des sucres. — N'en attaque aucun.

CONCLUSIONS. — Les bactéries du type A diffèrent essentiellement du *B. granulosum* par l'aspect des colonies, leur consistance, leur pigment jaune d'or et par l'absence du pouvoir ferment vis-à-vis de certains sucres que *B. granulosum* attaque.

Celles du type B et surtout du type C en sont encore plus éloignées.

THÉRAPEUTIQUE. — *Le gallium, propriétés thérapeutiques dans la syphilis et les trypanosomiases expérimentales.* Note de MM. **C. Levaditi**, **J. Bardet**, **A. Tchakirian** et **A. Vaisman**, présentée par M. G. Urbain.

Au cours de nos études expérimentales concernant les propriétés thérapeutiques de certains éléments, études entreprises sous la direction de M. G. Urbain, il nous a été donné de découvrir qu'un rare métal, le gallium, est doué de propriétés trypanocides et spirillicides :

1° *Dérivés étudiés.* — Nous avons employé le *tartrate*, l'*oxyde*, le *benzoate* et l'*anthranilate de gallium*. Les dérivés insolubles ont été employés à l'état de suspension dans l'huile, ou dans une solution isotonique de glycose.

2° *Dérivés actifs.* — Parmi ces composés, s'est montré actif surtout le tartrate de gallium. Contrairement au bismuth, le gallium ne semble pas agir à l'état d'oxyde.

3° *Activité thérapeutique.* — La plupart de nos essais ont été faits avec le tartrate de gallium soluble. L'activité préventive et curative a été manifeste dans la syphilis expérimentale et certaines trypanosomiases; elle fut moins

nette, ou totalement nulle dans d'autres spirilloses (*Sp. gallinarum*, *Duttoni*, *Sp. cuniculi*, *morsus muris*) et le *Proteosoma* des oiseaux [1].

4° *Syphilis expérimentale* (virus de Truffi). — Des lapins, porteurs de chancres syphilitiques riches en tréponèmes, ont reçu le gallium soit par voie intramusculaire (de $0^g,03$ à $0^g,045$ de gallium par kilogramme sous forme de tartrate), soit par voie intraveineuse ($0^g,015$ de gallium par kilogramme), en une seule injection. Disparition des tréponèmes dès le troisième ou le quatrième jour, cicatrisation progressive du syphilome. La réaction de Meinicke est devenue négative au cours du traitement [2].

5° *Trypanosomiases*. — Nos expériences ont été faites sur la souris, le cobaye et le singe (*Mac. rhesus*), avec des résultats identiques. Nous avons surtout étudié l'infection provoquée par le *Tr. evansi*.

a. Le gallium exerce une *action préventive* manifeste, à la dose de $0^g,015$ pour une souris de 20^g. Cette action est de courte durée, le métal s'éliminant rapidement de l'organisme;

b. *Administré en même temps que des trypanosomes*, le gallium protège la souris pendant au moins 17 à 18 jours, à la dose de $0^g,003$ à $0^g,011$;

c. *Curativement*, le gallium guérit parfois définitivement des souris destinées à succomber en 24 à 48 heures. La dose curative est de $0^g,0045$ de gallium (souris de 20^g), la dose tolérée étant aux environs de $0^g,015$. Les trypanosomes disparaissent de la circulation 24 à 30 heures après l'administration du médicament. Certaines souris récidivent, alors que d'autres restent indéfiniment à l'abri de l'infection et sont totalement stérilisées.

Des effets curatifs plus ou moins analogues ont été constatés dans d'autres trypanosomiases (*Tryp. brucei*, *congolense*, *pecaudi*, *gambiense*).

Conclusions. — *Le gallium exerce une action préventive et curative manifeste dans la syphilis expérimentale et certaines trypanosomiases. Il devra donc être compris dans la série des éléments doués de propriétés thérapeutiques dans ces maladies, soit : Va (51), Ga (70), As (75), Sb (121), Te (127), Pt (194), Au (197), Hg (200) et Bi (208).*

A $16^h 50^m$, l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h.

A. Lx.

---

(1) Le gallium agit *in vitro* sur les spirochètes et les trypanosomes; l'action réactivante des extraits d'organes est à l'étude.

(2) La stérilisation des ganglions est à l'étude.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1931 (*suite et fin*).

Description géométrique détaillée des Alpes françaises. Tome III. *Massifs du Génevois, des Bornes, des Aravis, de Beaufort*, par Paul Helbronner. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1931; 1 vol. 32cm,5.

Les principes scientifiques de l'action contre les incendies dans les mines, par Inz. Witold Budryk. Krakowie, Akademji Górniczej, s. d.; 1 fasc. 25cm.

Le glycogène dans le développement des tumeurs des tissus normaux et des êtres organisés. Physiologie normale et pathologique, par A. Brault. Paris, Masson et Cie, 1930; 1 vol. 25cm,5. (Présenté par Ch. Achard.)

La mortalité dans les quatre plus grandes villes de l'Ukraine en 1923-1929. 1re Partie : *Tables*, par George Kortschak-Tschépourkivsky. In *Mémoires de la classe des sciences naturelles et techniques de l'Académie des sciences d'Ukraine*. Kyiv, 1930; 1 fasc. 25cm.

Déduction rationnelle de la loi de gravitation et solution du problème de N-*corps. La dynamique planétaire et satellitaire réduite en générale à une solution simple et rationnelle*, par Olof Högberg. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1930; 1 fasc. 24cm,5.

Royal Dublin Society. *Bi-centenary Souvenir* 1731-1931. Dublin, Browne et Nolan; 1 vol. 30cm.

Ministero dei Lavori Pubblici. Servizio Idrografico. Ufficio Idrografico del Po. Sezione di Milano. *Carta delle Irrigazioni Lombarde* (Pubblicazione n° 13 dell'Ufficio). Roma, Provveditorato Generale Dello Stato Libreria, 1929; 1 vol. 42cm.

Ministero dei Lavori Pubblici. Servizio Idrografico. Ufficio Idrografico del Po. Sezione di Torino. *Carta delle Irrigazioni Piemontesi* (Pubblicazione n° 13 dell'Ufficio, Vol. 2). Roma, Provveditorato Generale dello Stato, 1930; 1 vol. 42cm.

Ministero dei Lavori Pubblici. Servizio Idrografico del Po Parma. *Carta delle Irrigazioni. Regione Emiliana* (Parte 1° : Bacino del Po a valle della Scrivia) (Pubblicazione n° 13 dell'Ufficio. Vol. 3). Roma, Provveditorato generale dello Stato Libreria, 1930; 1 vol. 42cm.